

Dynamik, Transport und Manipulation kohärenter Spinzustände in Halbleiter- Hybridsystemen

Von der Fakultät für Ingenieurwissenschaften
der Universität Duisburg-Essen
zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation

von

Dipl.-Phys. Patric Erich Hohage
aus
Kaufbeuren im Allgäu

Referent: Prof. Dr. rer. nat. Gerd Bacher

Korreferent: Prof. Dr. rer. nat. Franz-Josef Tegude

Tag der mündlichen Prüfung: 26. April 2012

*Dem Wichtigstem im Leben, der Familie:
Meiner Frau Barbara,
meinem Sohn Aurin und
meiner Tochter Tiara.*

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit dem Gebiet der spinbasierenden Mikroelektronik (Spintronik oder Spinelektronik). Technologische Anwendungen auf dem Gebiet der Elektronik beruhen fast ausschließlich auf der Manipulation und dem Transport von Elektronenladungen. Der zusätzliche Freiheits- und Informationsgrad des Spinzustandes eines Elektrons ist bisher fast vollkommen vernachlässigt worden. Dennoch ähneln sich grundsätzlich die Fragestellungen innerhalb der Spintronik denen der Mikroelektronik. Von zentralem Interesse sind zum Beispiel der Transport und die Beeinflussung von Spinzuständen. In dieser Arbeit soll das Potenzial ausgelotet werden, eine gezielte Modifikation der kohärenten Spindynamik mit Blick auf Bauelement-Anwendungen in der Spintronik zu realisieren. Hauptsächlich kommen dabei ferromagnetische und nicht magnetische, metallische Halbleiter-Hybridsysteme zum Einsatz. Die Grundlage bildet im Wesentlichen ein GaAs-Heteroschichtsystem.

Im Gegensatz zur Ladung, die eine Erhaltungsgröße darstellt, kann zum Beispiel die mittlere Spinausrichtung eines Elektronenensembles vollständig ins thermodynamische Gleichgewicht relaxieren. Dies ist allerdings gleichbedeutend mit einem kompletten Informationsverlust. Daher nimmt das Themengebiet Spinkohärenz eine zentrale Position innerhalb der Spintronik und dieser Arbeit ein. Als Messtechnik wird die zeitaufgelöste Kerr-Rotation (optische Spinausrichtung) benutzt. Diese wird mit einer Ortsauflösung von ungefähr $d_{\text{FWHM}} \approx 4 \mu\text{m}$ und einer Zeitauflösung von $\Delta\tau_{\text{FWHM}} \approx 3,8 \text{ ps}$ beziehungsweise einer daraus resultierenden energetischen Auflösung von $\Delta\varepsilon_{\text{FWHM}} \approx 0,34 \text{ meV}$ umgesetzt. Somit bietet dieser Messapparat eine um mehr als eine Größenordnung höhere Orts- und Energieauflösung im Vergleich zu den typischer Weise in der Literatur veröffentlichten zeitaufgelösten magneto-optischen Messeinrichtungen.

Mit diesen speziellen Parametern ergibt sich nun die Möglichkeit einer quasiresonanten optischen Anregung und Messung von Elektronenspinzuständen im Halbleiter. Es kann nachgewiesen werden, dass energetisch unterschiedliche Elektronenspinzustände in ihrer Spindynamik stark variieren. So lassen sich Donator gebundene und freie Elektronenspinzustände identifizieren. Diese weisen nun zum Beispiel Unterschiede in ihren g -Faktoren auf ($g_{\text{Dg}} = -0,434$ bzw. $g_{\text{Lb}} = -0,439$), die in verschiedenen Präzessionsfrequenzen resultieren. Vor allem lassen sich aber um einen Faktor von 20 unterschiedliche Spindephasierungszeiten bei Tieftemperatur extrahieren ($T_{2,\text{Lb}}^* \approx 1,0 \text{ ns}$ bzw. $T_{2,\text{Dg}}^* \approx 20 \text{ ns}$). Unter anderem mit Hilfe der energetisch aufgelösten Messungen wird ein konsistentes Bild der GaAs-Tieftemperaturspindynamik erarbeitet.

Ein bezüglich des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses optimierter experimenteller Messaufbau erlaubt dabei hochgenaue Messungen der für die Spindynamik entscheidenden Parameter, speziell auch bei anwendungsrelevanten Temperaturen. Dabei werden kohärente Elektronenspinpräzessionen bei Raumtemperatur mit einer Dephasierungszeit von $T_2^* \approx 100 \text{ ps}$ und einem g -Faktor von $g_{300 \text{ K}} = -0,316$ nachgewiesen. Dazu wird der Temperaturverlauf mit hoher Genauigkeit evaluiert, der aktuell in der Wissenschaft immer noch widersprüchlich diskutiert wird.

Zur Beeinflussung der kohärenten Spindynamik kommen das magnetische Streufeld von Ferromagneten bzw. das elektromagnetisch induzierte Feld von metallischen Leiterbahnen zum

Einsatz. Zur Herstellung geeigneter Ferromagnet- oder Leiterbahn-Halbleiter-Hybridsystemen, wird mittels einer Streufeldmodellierung eine ausführliche Analyse sämtlicher für die Entstehung von magnetischen bzw. elektromagnetischen Feldern entscheidenden Variablen durchgeführt. Es zeigt sich das Potenzial, eine maßgeschneiderte Generierung von stark lokal begrenzten Magnetfeldern mittels mikro- und nanostrukturierter Ferromagnete und Elektromagneten zu realisieren. In Kombination mit dem GaAs-Heteroschichtsystem wird ein Nachweis einer kohärenten Modifikation der Elektronenspindynamik mittels Mikromagneten bei Tieftemperatur geliefert. Einen weiteren Fortschritt stellt die Modifikation der kohärenten Spindynamik bei Raumtemperatur dar. In guter Übereinstimmung mit den Simulationsmodellen lassen sich mit lokal begrenzten magnetischen Streufeldern von bis zu $B_{\text{Streu}} \approx 120 \text{ mT}$ gezielte systematische Beeinflussungen der kohärenten Elektronenspins erreichen.

Als interessanter Nebeneffekt ergibt sich, dass auch die thermisch bedingte Verspannung des GaAs-Kristallgitters, die in den Hybridsystemen bei Tieftemperatur auftreten kann, zur Beeinflussung von kohärenten Spinzuständen nutzbar ist. Der Grad an Verspannung ist direkt proportional zu der Modifikation der Spindynamik und zeigt eine klare Abhängigkeit von den Strukturdimensionen. Der Parameter der Spindephasierungszeit lässt sich damit um fast eine Größenordnung beeinflussen. Die Verspannung induziert eine Änderung des intrinsischen g -Faktors und der energetischen Bandkante. Es wird dargestellt, dass mittels dieses Effekts die Präzessionsfrequenz der Elektronenspins um bis zu 15 % variiert werden kann. Im Gegensatz zu den Modifikationen mit Streufeldern, die in einer Erhöhung der Präzessionsfrequenz resultieren, wird mittels Verspannungen eine Verringerung dieses Parameters bewirkt.

Verspannungen führen zudem zu einem deutlichen Anstieg der Kernspinpolarisation von ungefähr einer Größenordnung. Der Polarisationsgrad der Kerne lässt sich dabei lokal aufgrund thermischer Kopplungen von stromdurchflossenen mikrostrukturierten Leiterbahnen gezielt manipulieren. Ohne Einfluss des Kernspinsystems wird bei erhöhten Temperaturen die Manipulation kohärenter Spinzustände durch das extern kontrollierte elektromagnetische Feld der Leiterbahnen nachgewiesen.

Die für zeitaufgelöste magneto-optische Messeinrichtungen hohe Ortsauflösung eignet sich ebenfalls für Untersuchungen im Bereich des Transports von Spinkohärenzen. Dies erfolgt entweder mittels eines externen elektrischen Feldes (Drift) oder getrieben durch einen Konzentrationsgradienten innerhalb des Spinpolarisationsgrades (Diffusion). In speziell hergestellten Spintransportstrukturen werden dabei innerhalb der Spindephasierungszeit von $T_2^* \approx 10 \text{ ns}$ makroskopische Transportlängen von $L_{\text{Drift}} > 10 \text{ }\mu\text{m}$ für die Mittelwerte der kohärenten Spinzustände erreicht. Diese sind im Vergleich zur Silizium basierenden Mikroelektronik mit sehr niedrigen elektrischen Feldstärken im Bereich von nur $E \approx 10 \text{ V/cm}$ realisierbar.

Es zeigt sich, dass die an einer festen Position vorherrschende Spinpolarisation durch das elektrische Feld gezielt kontrolliert werden kann. Dies geschieht, in dem die Dichte spinpolarisierter Elektronen in Abhängigkeit vom elektrischen Feld erhöht oder reduziert werden kann. Zudem lässt sich mittels des elektrischen Feldes die Spinkohärenz verringern. Explizite Messungen der relevanten Parameter für den Transport und die Diffusion kohärenter Spinzustände weisen ein konsistentes Bild zwischen der Theorie und den experimentell ermittelten Daten auf. Es ergibt sich zum Beispiel bei $T = 4 \text{ K}$ für die Spinbeweglichkeit $\mu_s \approx 7000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, für die Spindriftgeschwindigkeit $v_D(E \approx 14 \text{ V/cm}) \approx 1 \text{ km/s}$ und für die Spindiffusionskonstante ein Wert von $D_s \approx 15 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Letztere kann schon nach 12 ns zu einer Verdopplung der räumlichen Ausdehnung des ursprünglich erzeugten Spinprofils führen. Komplettiert wird dieser Teil

durch zeitaufgelöste Messungen, die die zeitliche Evolution des kohärenten Spintransports widerspiegeln.

Die Schwerpunkte Spinkohärenz und Spinmanipulation werden durch einen Vergleich der Elektronenspindynamik in GaAs mit der Spindynamik streng lokalisierter Spins magnetischer Mn^{2+} -Ionen in ZnCdMnSe abgerundet. In diesem System kann ebenfalls mittels nanostrukturierter Ferromagnete die kohärente Spindynamik modifiziert werden. Aufgrund des um fast den Faktor 5 höheren g -Faktors lässt sich im Vergleich zur Referenz die Ausrichtung der Spinpolarisation innerhalb von nur 250 ps komplett umkehren. Dabei ergeben sich klare Unterschiede zwischen GaAs und ZnCdMnSe bezüglich der Reaktion des Spinensembles auf ein stark inhomogenes magnetisches Streufeld. So zeigt sich in der Mn^{2+} -Spindynamik zum Beispiel eine auf Subnanosekundenskala zeitlich variable Ensemble-Präzessionsfrequenz und eine reduzierte Ensemble-Spindephasierungszeit. Mittels eines Modells können diese Effekte auf die unterschiedlichen Lokalisationsgrade der beobachteten Spins, freie Elektronenspins gegenüber streng lokalisierten Mangan-Spins, zurückgeführt werden. Diese Reaktionen auf das inhomogene Streufeld werden durch eine asymmetrische Larmorfrequenzverteilung induziert. Das Ergebnis besitzt allgemeine Gültigkeit für alle lokalisierten Spinensembles sowohl im Falle magnetischer Felder, elektrischer Felder in Verbindung mit der Spin-Bahn-Kopplung oder im Falle von g -Faktor-Verteilungen.

Eigene Veröffentlichungen

Die folgenden Teile dieser Arbeit sind bereits begutachtet und veröffentlicht worden:

P. E. Hohage, D. Reuter, A. D. Wieck, and G. Bacher

Coherent spin oscillations in bulk GaAs at room temperature

Applied Physics Letters **89**, 231101 (2006).

P. E. Hohage, F. Seifert, T. Kümmell, G. Bacher, D. Reuter, and A. D. Wieck

Magnetic field induced manipulation of the coherent electron spin dynamics in n-GaAs

Physica Status Solidi (c) **3**, No. 12, 4346 (2006).

S. Halm, P. E. Hohage, E. Neshataeva, F. Seifert, T. Kümmell, E. Schuster, W. Keune, M. Sperl, Y-H. Fan, J. Puls, F. Henneberger, and G. Bacher

Incoherent and coherent spin manipulation in ferromagnet-dilute magnetic semiconductor hybrids

Physica Status Solidi (a) **204**, No. 1, 191 (2007).

S. Halm, P. E. Hohage, J. Nannen, G. Bacher, J. Puls, and F. Henneberger

Precession of localized spins in an inhomogeneous magnetic fringe field

Physical Review B **77** Rapid Communications, 121303 (2008).

P. E. Hohage, J. Nannen, S. Halm, G. Bacher, M. Wahle, S. F. Fischer, U. Kunze, D. Reuter, and A. D. Wieck

Coherent spin dynamics in Permalloy-GaAs hybrids at room temperature

Applied Physics Letters **92**, 241920 (2008).

S. Halm, P. E. Hohage, J. Nannen, E. Neshataeva, L. Schneider, G. Bacher, Y-H. Fan, J. Puls, and F. Henneberger

Manipulation of spin states in a semiconductor by microscale magnets

Journal of Physics D: Applied Physics **41**, 164007 (2008).

P. E. Hohage, J. Nannen, S. Halm, and G. Bacher

Coherent spin dynamics in nanostructured semiconductor-ferromagnet hybrids

Advances in Solid State Physics, Haug, Rolf (Ed.), Springer Verlag Berlin / Heidelberg, Vol. **48**, 183-195 (2009).

P. E. Hohage, J. Nannen, M. Wahle, S. F. Fischer, U. Kunze, D. Reuter, A. D. Wieck,
and G. Bacher

*Coherent spin dynamics in nanopatterned ferromagnet-semiconductor hybrids at
room-temperature*

American Institute of Physics: Conference Proceedings Series **1199**, 465 (2010).

P. E. Hohage, J. Nannen, S. Halm, J. Puls, F. Henneberger, and G. Bacher

Coherent dynamics of localized spins in an inhomogeneous magnetic field

Journal of Superconductivity and Novel Magnetism **23**, 135 (2010).

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	v
Eigene Veröffentlichungen	ix
Inhaltsverzeichnis	xi
1 Einleitung	- 1 -
1.1 Stand der Literatur	- 5 -
1.2 Ziele und Gliederung der Arbeit	- 8 -
2 Spinphysik in Halbleitern am Beispiel von GaAs	- 13 -
2.1 Optische Generierung einer Spinpolarisation in Halbleitern	- 13 -
2.1.1 <i>Der Halbleiter GaAs</i>	- 13 -
2.1.2 <i>Optische Ausrichtung von Ladungsträgerspins in GaAs</i>	- 21 -
2.1.3 <i>Unterschiedliche Spinsysteme in einem Halbleiter</i>	- 29 -
2.2 Kohärente Spindynamik	- 31 -
2.2.1 <i>Elektronenspins in einem Magnetfeld</i>	- 31 -
2.2.2 <i>Spinrelaxation, Spindephasierung und Ladungsträger-rekombination</i>	- 39 -
2.3 Das Messen von Spinpolarisationen	- 52 -
2.3.1 <i>Magneto-optische Effekte</i>	- 53 -
2.3.2 <i>Vergleich und Superposition magneto-optischer Effekte</i>	- 64 -
3 Experimentelle Technik: Hochorts- und zeitaufgelöste Kerr-Rotation	- 67 -
3.1 Optischer Aufbau zur Messung der transienten Kerr-Rotation	- 67 -
3.1.1 <i>Optischer Strahlengang</i>	- 68 -
3.1.2 <i>Ultrakurzzeit-Lasersystem</i>	- 71 -
3.1.3 <i>Optische Präzisionsverzögerungsstrecke</i>	- 73 -
3.1.4 <i>Hochortsaufgelöste galvanische Rastereinheit</i>	- 74 -
3.2 Elektrische Messtechnik der zeitaufgelösten Kerr-Rotation	- 78 -
3.2.1 <i>Detektion verrauschter Photoströme</i>	- 78 -
3.2.2 <i>Doppel-Modulationstechnik</i>	- 81 -
3.2.3 <i>Elektrischer Aufbau und Automatisierung</i>	- 84 -
3.3 Evaluierung der ermittelten Messgrößen	- 87 -
3.3.1 <i>Größe der optisch generierten Spinpolarisationen</i>	- 87 -

3.3.2	<i>Extrahierung relevanter Parameter aus den gemessenen Größen</i>	- 90 -
3.3.3	<i>Extrinsische und parasitäre Spindephasierungseffekte</i>	- 93 -
4	Kohärente Spinphysik in GaAs	- 97 -
4.1	Grundlegende Anforderungen für spinbasierende Applikationen	- 97 -
4.2	GaAs Heteroepitaxieschichten	- 102 -
4.3	Kohärente Spindynamik in GaAs	- 104 -
4.3.1	<i>Kohärente Dynamik von Elektronenspinzuständen bei $T \leq 50$ K</i>	- 104 -
4.3.2	<i>Kohärente Dynamik von Elektronenspinzuständen bei $T \geq 50$ K</i>	- 116 -
4.3.3	<i>Diskussion von Spinrelaxationsmechanismen für Leitungsbandelektronen</i>	- 124 -
4.3.4	<i>Diskussion von Spinrelaxationsmechanismen für Donator gebundene Elektronen</i>	- 130 -
4.3.5	<i>Dominierende Relaxationsmechanismen für zeitaufgelöste magneto-optische Messungen</i>	- 138 -
4.3.6	<i>Möglichkeiten zur Beeinflussung der Spindephasierungszeit und des g-Faktors</i>	- 145 -
5	Modifizierung der kohärenten Spindynamik in Hybridsystemen	- 149 -
5.1	Möglichkeiten der Beeinflussung kohärenter Spinpräzessionen	- 149 -
5.2	Mikro- und Nanostrukturierung von Hybridsystemen	- 152 -
5.3	Generierung maßgeschneiderter magnetischer Felder auf Submikrometerskala	- 154 -
5.3.1	<i>Das magnetische Streufeld von mikrostrukturierten Ferromagneten</i>	- 154 -
5.3.2	<i>Generierung maßgeschneiderter magnetischer Streufelder mittels Anordnungen von mikrostrukturierten Ferromagneten</i>	- 157 -
5.3.3	<i>Das elektromagnetische Feld von mikrostrukturierten Leiterbahnen</i>	- 162 -
5.4	Modifikation der kohärenten Spindynamik in GaAs-Ferromagnet-Hybriden	- 168 -
5.4.1	<i>Verspannungsinduzierte Beeinflussung der kohärenten Spindynamik</i>	- 168 -
5.4.2	<i>Streufeld induzierte Modifikation der kohärenten Elektronenspindynamik</i>	- 174 -
5.5	Manipulation kohärenter Elektronenspinzustände in GaAs-Metall-Hybriden	- 185 -
5.5.1	<i>Dynamische Kernspinpolarisation</i>	- 185 -
5.5.2	<i>Modifikation der kohärenten Elektronenspindynamik mittels eines polarisierten Kernspinsystems</i>	- 188 -
5.5.3	<i>Manipulation von kohärenten Elektronenspinzuständen mit Hilfe von Mikroleiterbahnen</i>	- 195 -
6	Kohärenter Spintransport in GaAs	- 203 -
6.1	Prinzip des Spintransport	- 203 -
6.2	Herstellung und Validierung geeigneter Spintransportstrukturen	- 204 -
6.2.1	<i>Technologie der Hallbar-Spintransportstrukturen</i>	- 204 -
6.2.2	<i>Validierung des Probenlayouts</i>	- 206 -

6.3	Theoretische Betrachtungen zum Transport von Spinpaketen	- 208 -
6.4	Diffusion und Transport von kohärenten Spinpolarisationen	- 212 -
6.4.1	<i>Laterale Spindiffusion</i>	- 212 -
6.4.2	<i>Feldgetriebener lateraler Transport kohärenter Spinpakete</i>	- 216 -
6.4.3	<i>Zeitaufgelöster makroskopischer Transport von kohärenten Spinzuständen</i>	- 219 -
7	Modifikation der kohärenten Spindynamik lokalisierter Mn^{2+}-Spins	- 225 -
7.1	Verdünnung magnetische Halbleiter und Herstellung der Hybridstruktur	- 225 -
7.1.1	<i>Verdünnung magnetische Halbleiter am Beispiel von $(Zn,Cd,Mn)Se$</i>	- 225 -
7.1.2	<i>Aufbau und Herstellung der Halbleiter-Ferromagnet-Hybridstruktur</i>	- 227 -
7.2	Spindynamik lokalisierter Mn^{2+} -Spins	- 229 -
7.2.1	<i>Mn^{2+}-Spindynamik und Dephasierung in homogenen Magnetfeldern</i>	- 229 -
7.2.2	<i>Streufeldinduzierte Modifikation der kohärenten Spindynamik in Hybrid-systemen</i>	- 232 -
	Literaturverzeichnis	I
	Danksagung	XVII

1 Einleitung

Im Jahre 1921/22 zeigten Otto Stern und Walter Gerlach in Frankfurt mittels des berühmten Stern-Gerlach-Experiments ([Ste21], [Ger22]), dass Elektronen neben einer Ladung auch ein magnetisches Moment besitzen. Dieses magnetische Moment resultiert aus der quantenmechanischen Eigenschaft des Elektrons, einen Eigendrehimpuls (inneren Drehimpuls) zu besitzen, der als Spin bezeichnet wird. Alle Teilchen, aus denen Materie zusammengesetzt ist, sogenannte Fermionen, weisen einen halbzahligen Spin auf, wobei die Eigenschaft des Spins kein klassisches Analogon besitzt, sich aber wie ein (quantenmechanischer) Drehimpuls verhält. Trotz der Tatsache, dass das Elektron neben seiner Masse zwei gleichwertige Eigenschaften, sozusagen eine elektrische in Form einer Ladung und eine magnetische in Form eines Spins beziehungsweise eines magnetischen Moments besitzt, wurden in den darauf folgenden fast 70 Jahren fast ausschließlich nur die Ladungen der Elektronen für technologische Anwendungen in dem Gebiet der Elektronik benutzt. Das bedeutet, dass elektronische Bauelemente auf dem Transport und der Manipulation von Elektronen beruhen. Die Spins besitzen dabei keine Vorzugsrichtung und sind also gleichmäßig verteilt (unpolarisiert).

Die Entdeckung des Riesenmagnetowiderstandes (*“giant magneto resistance”* GMR) 1998 gilt als Geburtsstunde einer neuen spinbasierenden Elektronik (z. B. [Wol01]). Diese wurde anfangs Magneto-Elektronik genannt, da sich die Forschung zu dieser Zeit hauptsächlich mit metallischen Ferromagneten und der Wechselwirkung zwischen Magnetismus und Elektronik beschäftigte. Mittlerweile ist zu diesem Gebiet auch die spinbasierende Halbleiter- und Mikroelektronik gestoßen. Hier besteht die Möglichkeit sowohl mit Hilfe magnetischer Felder als auch in Kombination oder ausschließlich mit Hilfe elektrischer Felder eine Manipulation von Spinzuständen durchzuführen. Diese beiden Teilgebiete werden nun im Allgemeinen unter dem Begriff der Spintronik (Spinelektronik) zusammengefasst.

Die Frage, die sich bei einem neuen Forschungsfeld wie der Spintronik als Erstes stellt, lautet: Was ist die treibende Kraft für diese neue Entwicklung beziehungsweise welche Erkenntnisse und Fortschritte können erwartet werden? Oftmals zeigte sich in der Geschichte der Physik und der Technik, dass gerade die Verbindung zweier Gebiete sowohl ein hohes Maß an neuem Verständnis für die Wissenschaft als auch oftmals neue innovative Bauelemente für den technologischen Bereich mit sich brachte. Als Beispiel für eine Erweiterung des wissenschaftlichen Verständnisses lässt sich die Kombination der klassischen Mechanik mit der Quantentheorie zur Quantenmechanik oder die Einbeziehung der Relativitätstheorie zur relativistischen Quantenmechanik anführen. Für einen technologischen Quantensprung lässt sich als Beispiel die Kombination der Elektrodynamik mit der Quantenmechanik zur Quantenelektrodynamik (QED) anführen, aus der großer wirtschaftlicher Einfluss aufgrund der Realisierung eines Lasers entstand.

Die Kombination von technologischen Fortschritten, wie zum Beispiel der Mikro- oder Nanotechnik, mit klassischen wissenschaftlichen Disziplinen eignet sich hervorragend dazu, um neue interessante Fachgebiete wie zum Beispiel die Nanoelektronik, die Mikrosystemtechnik oder die Nanophotonik zu generieren. Viele Bauelemente sind das Resultat dieser Kombinationen, wie zum Beispiel die enormen Steigerung im Bereich der Datenverarbeitung durch minia-

turisierte integrierte Schaltungen oder im Bereich der Datenkommunikation durch Halbleiterlaser. Insgesamt zeigte sich also die Kombination zweier Forschungsgebiete in der Vergangenheit oftmals als wissenschaftlich und wirtschaftlich sehr ertragreich. Ähnlich hoch wird das Potential der Spintronik eingeschätzt (z. B. [Pri98], [Wol01], [Aws02], [Zut04], [Win04]), einzig durch die Nutzung des Spinfreiheitsgrades aber auch in der Verbindung mit der Ladung neue Wege beschreiten zu können. Der Bereich der Spintronik bedient sich dabei oft den Errungenschaften zum Beispiel der Mikro- beziehungsweise Nanotechnologie, des Magnetismus oder der Optik, so dass keine scharfe Abgrenzung zwischen den einzelnen Teilgebieten erfolgen kann. Vielmehr sind es gerade diese Synergie-Effekte, die insgesamt in einem Fortschritt resultieren.

Ein weiterer großer Treiber besonders der Halbleiter-Spintronik zeichnet sich in der physikalischen Limitierung (z. B. Tunnelprozesse) einer weiteren Miniaturisierung im Bereich der heutigen halbleiterbasierenden Mikroelektronik ab. So können zum Beispiel folgende Zitate einschlägigen Zeitschriften entnommen werden: *“Fundamental thermodynamic limits are being reached in critical areas, and unless new, innovative solutions are found, the current rate of improvement cannot be maintained.”* [Pac99], *“...silicon-based microchips will reach the physical limits of miniaturization early next century.”* [Sch99] oder *“electrons have spin as well as charge, and this may make all the difference in future electronics”* [Pri95]. Konkret besteht das Ziel der Spintronik darin, mittels neuer multifunktionaler Bauelemente diese zuvor angesprochenen Hürden zu überwinden beziehungsweise völlig neue Funktionalitäten zu realisieren, wie zum Beispiel Logikverarbeitung, Datenspeicher und Kommunikation innerhalb eines integrierten Bausteins [Aws07]. Sehr deutlich wird diese Tatsache zum Beispiel, wenn ein allgegenwärtiger Rechner (PC) näher betrachtet wird. Dort gibt es momentan noch eine strikte Trennung zwischen der Halbleiterdomäne der zügigen Datenverarbeitung (z. B. Mikroprozessor) beziehungsweise der schnellen aber transienten Datenspeicherung mittels integrierter Schaltungen und der Domäne der magnetischen Materialien mit den nichtflüchtigen jedoch langsameren Massenspeichern (z. B. Festplatte).

So vereint zum Beispiel der mittlerweile auch kommerziell erhältliche MRAM-Speicher (*“magnetic random access memory”*) als exemplarisches Bauelement der Spintronik sowohl die Vorteile der ladungsbasierenden Elektronik eines sehr schnellen Speichers für die Datenverarbeitung als auch die zeitlich stabilen Eigenschaften des Magnetismus zur Datenspeicherung (z. B. [Aws07]). Es wird also eine Art Festplatte mit der Geschwindigkeit momentaner dynamischer Speicherzellen (*“dynamic random access memory”* DRAM) ermöglicht, wobei die Information ohne Strom erhalten bleibt. Im Bereich der optischen Kommunikation könnte die Spin-LED [Ohn99b], der Spin-Laser oder optische Schalter (Modulatoren, Dekoder, Enkoder etc.) im Terahertz-Bereich für zukunftssträchtige Anwendungen sorgen [Wol01]. Im Bereich der Quanteninformationsverarbeitung ist die Tatsache, dass der Spin ein quantenmechanisches Zweilevelsystem darstellt, von großem Interesse [Aws02]. Damit existiert also nicht nur der Zustand $|1\rangle$ und $|0\rangle$ für ein Bit, wie es bei der Ladung der Fall ist, sondern es können sogenannte Qubits (quantenmechanisches BIT) realisiert werden, die wie folgt definiert sind: $|\psi\rangle = a|0\rangle + b|1\rangle$ mit $a, b \in \mathbb{C} \wedge |a|^2 + |b|^2 = 1$.

Die bekanntesten Beispiele als direkte Erweiterung der Mikroelektronik sind eine spinbasierende resonante Tunnelodiode (Spin-RTD (z. B. [Gru01])) beziehungsweise in erster Linie ein spinbasierender Feldeffekt-Transistor (Spin-FET). Letzterer wurde im Prinzip theoretisch schon 1990 allerdings ohne Verstärkung als elektrisches Analogon eines elektro-optischen Modulators von Das und Datta vorgeschlagen [Das90]. Eines haben allerdings alle diese Bauelemente gemeinsam und zwar die Tatsache, dass die Eigenschaft des Spins in Festkörpern keine Erhal-

tungsgröße darstellt, sondern Spinpolarisationen in erster Linie aufgrund zum Beispiel der Spin-Bahn-Kopplung und der Hyperfein-Wechselwirkung in das thermodynamische Gleichgewicht relaxieren (z. B. [Zut04]). Das bedeutet, dass die Zeit für alle benötigten Prozesse wie den Transport oder den Schaltmechanismus begrenzt ist.

Die großen Vorteile der *halbleiterbasierenden* Spintronik bestehen unter anderem darin, dass die Halbleiter selbst einige Vorteile bieten. Zum Beispiel lassen sich über viele Größenordnungen variable Ladungsträgerdichten realisieren. Zudem wird eine gute Steuerbarkeit der elektronischen Eigenschaften über elektrische Potentiale ermöglicht. Im Bereich der Halbleitertechnik existiert ein hoher Grad theoretischen Verständnisses und Erfahrungen, speziell auch im Bereich technologischer Verfahren und Prozesse (z. B. günstige Massenherstellung, hoher Reinheitsgrad, Reproduzierbarkeit etc.).

Anhand zweier prominenter Beispiele spinbasierender Bauelemente (zwei unterschiedliche Durchführungsmöglichkeiten von Spin-FETs) werden die Herausforderungen der Realisierbarkeit diskutiert.

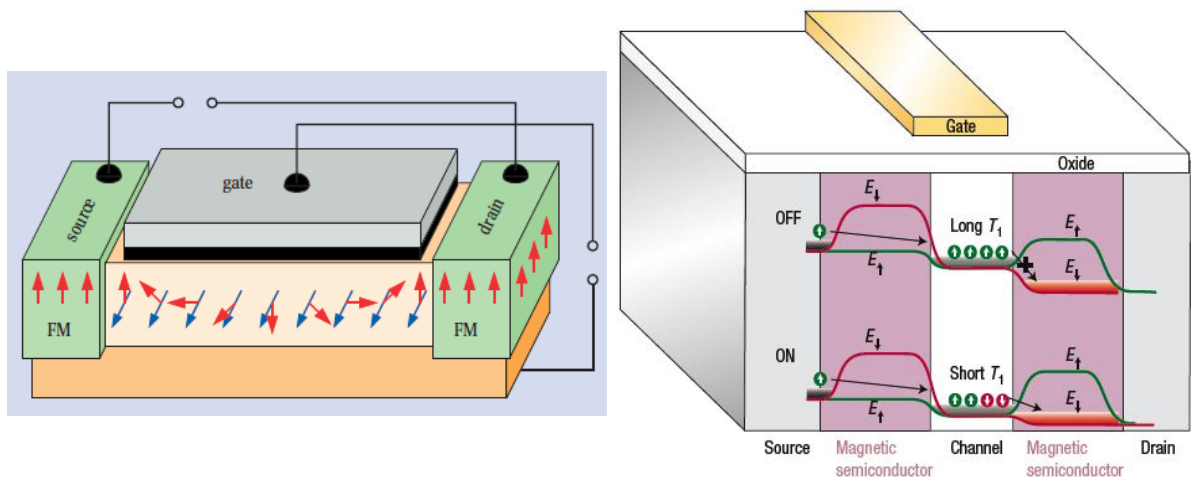


Abbildung 1: Links: Spintransistor aus [Win04] mittels kohärenter Spinpräzession von Elektronenspins (rot) durch ein internes Magnetfeld (blau) auf Basis des Modulators von Das und Datta [Das90] (Spin-Bahn-Kopplung plus elektrisches Feld). Rechts: Spin-Feld-Effekt-Transistor mittels kontrollierter Manipulation der Spinrelaxationszeit nach Patent US2009/0146233A1 und [Hal06] aus [Aws07]. Statische Energiebarrieren in magnetischen Halbleitern erlauben den Transport nur eines Spinzustandes.

Die beiden Konzepte, die in [Abbildung 1](#) gezeigt sind, unterscheiden sich in der Art der Manipulation der Spinzustände. Auf der linken Seite basiert die Idee darauf, mittels einer angelegten Spannung und der Spin-Bahn-Kopplung (Rashba-Effekt (z. B. [Byc84], [Das90], [Zut04])) eine kohärente Rotation der Elektronenspins in einem Transportkanal (*“two dimensional electron gas”* 2DEG) zu vollführen, um den Leitungswiderstand zu modifizieren. Da das 2DEG eine starke Spin-Bahn-Kopplung über den Rashba-Term beinhaltet, muss der Transport ballistisch sein, da ansonsten Stöße zu einem schnellen Verlust der Spininformation führen würden. Das Konzept auf der rechten Seite dagegen, das auch schon patentiert ist, soll eine Schaltfunktion rein über eine kontrollierbare Reduzierung der Spinrelaxationszeit ermöglichen. Der Hauptvorteil von diesen Konzepten besteht darin, dass für den Schaltungsprozess keine Energiebarriere generiert oder abgebaut werden muss, im Vergleich zu einem Ladungsträger basierenden Transistor bei dem die Verarmungszone vergrößert und verkleinert werden muss, um diese Energiebarriere zu manipulieren ($\Delta\epsilon \geq 16k_B T$ [Hal06]). Diese Barriere in Abhängigkeit der Spinzustände

stellt zum Beispiel bei dem Spin-FET (Konzept rechts) ein fester Bestandteil der Materialeigenschaften dar und benötigt daher keine Energie während des Schaltprozesses.

Die Vorteile von spinbasierenden Transistoren gegenüber ihren klassischen Gegenspielern, den Metall-Oxid-Halbleiter-Feldeffekttransistoren (*“metal oxide semiconductor field effect transistor”*, MOSFET) entsprechend den Entwicklungserwartungen für MOSFETs im Jahr 2018, zeigen sich im Vergleich wie folgt: Im Wesentlichen werden niedrigere Schwellenspannungen (ca. $1/4$), kleinere *“gate”* Kapazitäten (ca. $1/5$), teilweise daraus resultierende reduzierte benötigte Energien für die Schaltprozesse (ca. $1/500$) und geringere Verlustströme zwischen Quelle und Senke (ca. $1/6$) erwartet [Hal06]. Diese Eigenschaften führen unter anderem zu einer niedrigeren erzeugten Wärmemenge, die immer stärker aufgrund der zu erbringenden Kühlleistung zum limitierenden Faktor wird. Zudem werden eine höhere Schaltleistung und Vorteile im Sinne einer besseren Skalierbarkeit (Miniaturisierung) erwartet (z. B. [Hal06], [Aws07]). Als weitere Varianten des Spintransistors entsprechend des linken Konzepts gibt es die Möglichkeit sowohl auf magnetische Kontakte [Hal03] als auch mittels eines gegen Streuprozesse robusten Systems auf den ballistischen Transportkanal [Sch03] zu verzichten.

Die folgenden Herausforderungen sind dabei zur Realisierung von diesen exemplarischen spintronischen Bauelementen zu meistern, wobei diese Aspekte einen sehr allgemeinen Charakter besitzen:

- Spininjektion und Spinauslesung: Die Spinzustände müssen stabil in den Halbleiter gebracht und aus diesem wieder ausgelesen werden.
- Spinkohärenz bzw. Speicherung von Spinzuständen: Ohne genügend lange stabile Spinausrichtungen ist natürlich weder ein Transport noch eine Manipulation beziehungsweise eine Auslesung möglich.
- Spintransport: In Analogie zu mikroelektronischen Bauelementen ist der Transport meistens eine zwingende Voraussetzung, zum Beispiel, um von der Quelle (*“source”*) zur Senke (*“drain”*) oder in den Bereich zu gelangen, in dem die Manipulation durchgeführt wird.
- Manipulation von Spinzuständen: Ohne die Möglichkeit einer Beeinflussung beziehungsweise einer gezielten Manipulation von Spinzuständen kann selbstverständlich keine Funktionalität erreicht werden.
- Der folgende Abschnitt widmet sich dem der Stand der Literatur bezüglich dieser vier Herausforderungen, die ebenfalls die zentralen Themen dieser Arbeit widerspiegeln.

1.1 Stand der Literatur

Der Bereich Spininjektion, also das Erzeugen einer Spinpolarisation in einem Halbleiter, kann auf verschiedene Arten durchgeführt werden. Zum Beispiel kann eine Realisierung mittels eines Transports von einem Material, dass für polarisierte Spins sorgt, wie zum Beispiel ferromagnetische Schichten (z. B. [Mot02], [Ade05], [Ger05], [Jia05], [Erv06]) beziehungsweise auch bei Raumtemperatur (z. B. [Zhu01], [Han02], [Kaw04], [Sal05]) oder ferromagnetische Halbleiter (z. B. [Ohn99b], [Chy02], [You02], [Hol05]) erfolgen. Eine andere sehr effiziente Möglichkeit mit hohen Polarisationsgraden stellt dagegen auch die optische Spininjektion oder optische Orientierung (z. B. [Mei84], [Dya08]) dar, die in dieser Arbeit ausschließlich zum Einsatz kommt.

Der Bereich der Spinkohärenz ist aufgrund vieler verschiedener Spinrelaxationsmechanismen mit diversen Abhängigkeiten und der daraus resultierenden Vielfalt bezüglich unterschiedlicher Halbleiter und Systeme sehr komplex. So existiert zum Beispiel nach über 40 Jahren Forschung im Bereich der Spinkohärenz mit Hilfe von optischer Orientierung [Lam68] immer noch kein komplettes Bild dieser Prozesse. Speziell bei Tieftemperatur trifft dies besonders für ein ansonsten sehr gut verstandenes System wie einen GaAs-Volumenkristall [Kav08] zu. Dies ist nicht zuletzt auch daran zu erkennen, dass parallel zu dieser Arbeit immer noch viele Veröffentlichungen in dem Themengebiet Spinrelaxation in Volumen-GaAs getätigt werden (z. B. [Oer08], [Jia09], [Röm10]). Da aber auch zahlreiche Ähnlichkeiten bei unterschiedlichen Halbleitersystemen aufgetreten sind (z. B. [Aws02], [Zut04]), wird ein vollständiges Bild in GaAs sicherlich sehr hilfreich sein, das Thema Spinkohärenz und -dynamik unter anderem auch in anderen Halbleitern und quantisierten Systemen zu verstehen.

Die folgende Auflistung dient den Gründen der Übersicht (ohne Anspruch auf Vollständigkeit) bezüglich der experimentellen Arbeiten im Bereich der Spindynamik in Halbleitern mit einem Schwerpunkt auf GaAs und erhöhten Temperaturen:

- Elektronenspindynamik in GaAs bei Tieftemperatur: Lange Spindephasierungszeiten über 100 ns (z. B. [Kik98], [Dzh02], [Dzh02b], [Dzh04], [Röm07]).
- Kohärente Spindynamik in GaAs bei anwendungsrelevanten Temperaturen: Spindephasierungszeiten wurden bei $T = 200$ K [Kik98] bzw. $T = 250$ K [Dzh04] und schließlich unter anderem im Rahmen dieser Arbeit bei Raumtemperatur ermittelt (z. B. [Hoh06], [Lai06], [Oer08]).
- Spindynamik in speziellen quantisierten Systemen bei Raumtemperatur: GaAs Vielfach-Quantenfilme (z. B. [Tac90], [Tac95], [Ada96]), CdSe Quantenpunkte [Gup99], GaAsN und InGaAsN [Lom05], C60 [Har07], Graphen Einzelschichten [Tom07], AlInGaAs [Lau06].
- Kohärente Elektronenspindynamik in verschiedenen Halbleitermaterialien bei Raumtemperatur: CdTe [Ito09], ZnO-Film [Gho05], InAs [Bog00], GaN-Schichten [Bes01], p -dotiertes GaAs [Sch06b].

Die Elektronenspindynamik bei erhöhten Temperaturen ist in GaAs trotz der zahlreichen Kenntnisse, die schon besonders von einem auch industriell stark genutzten Halbleiter wie GaAs in sehr vielen Disziplinen erlangt wurden, immer noch ein aktuelles Forschungsgebiet, sowohl im experimentellen Bereich der Spindephasierung (z. B. [Lai06], [Oer08]) als auch von theoretischer Seite (z. B. [Yu05], [Kav08]). Ebenso sind deutliche Aktivitäten im Bereich der

Ermittlung des g -Faktors in experimenteller (z. B. [Hüb09], [Lit08]) und theoretischer Hinsicht (z. B. [Jan05], [Zaw08]) festzustellen. Die in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse innerhalb dieses Bereichs (z. B. [Hoh06]) reihen sich von den Resultaten dabei gut in die nachfolgenden Arbeiten ein, beziehungsweise werden von diesen bestätigt. Die kohärente Dynamik von Spins magnetischer Mn^{2+} -Ionen zieht ebenfalls schon seit einiger Zeit wissenschaftliches Interesse auf sich (z. B. [Bau94b], [Cro96], [Cro97], [Aki98], [Sch06], [Hal08], [Mye08], [Hal09]) und eignet sich aufgrund des anderen Spinsystems mit seinen speziellen Eigenschaften gut als Vergleich zur Elektronenspindynamik in GaAs.

Die dritte Herausforderung, das Gebiet des Transports und der Diffusion von kohärenten Spinpolarisationen nahm seinen Anfang mit der herausragenden Arbeit aus der Gruppe von D. D. Awschalom in GaAs [Kik99], die nachweisen konnten, dass makroskopische Distanzen von über 100 μm zurückgelegt werden können. Vorweg konnte überhaupt die Möglichkeit des Spintransports mit allerdings sehr hohen elektrischen Feldern gezeigt werden [Häg98]. Die theoretische Beschreibung der Spindiffusion (z. B. [Fla00], [Dam02]) und des σ -transports (z. B. [Dam01]) folgten zeitnah. Ein weiterer Meilenstein im Bereich des Spintransports mittels einer jedoch nicht zeitaufgelösten Messtechnik bestand in den Untersuchungen von Transportprozessen in Abhängigkeit sowohl von elektrischen und magnetischen Feldern als auch von Spannungsfeldern [Cro05]. Die entsprechenden theoretischen Modellierungen folgten kurz darauf [Hru06]. Zudem lässt sich der Transport von Spins in 2DEGs [Web05], in Verbindung mit dem Spin-Hall-Effekt [Ste07] und mit Hilfe akustischer Wellen [Sog01] realisieren. Als interessant stellt sich auch die Möglichkeit heraus, eine Spinkohärenz über Grenzflächen zu transportieren (z. B. GaAs-ZnSe [Mal00]), sie dabei zu verstärken [Mal00b] oder als interferometrische Detektionsmöglichkeit zu nutzen [Sal06]. Ebenfalls konnte der Transport von Spins in quantisierten Systemen wie zum Beispiel zwischen zwei Quantenpunkten nachgewiesen werden (z. B. [Ouy03], [Ouy03b]).

Der Bereich Manipulation von Spinzuständen reicht von einer Einflussnahme auf die kohärente Spindynamik (Modifikation der Spinrelaxation und -präzession) bis zu einer gezielten Manipulation einzelner Spinzustände. Er lässt sich in die folgenden drei großen Teilbereiche aufteilen, wobei diese sich natürlich wiederum im Detail verfeinern lassen (ohne Anspruch auf Vollständigkeit). Als Manipulationsmechanismen für kohärente Spinzustände können die folgenden Wichtigsten zum Einsatz kommen:

- Interne (effektive) Magnetfelder:
 - Ein teilweise sehr großes effektives Kernaustauschfeld mittels der Hyperfein-Wechselwirkung beziehungsweise die Möglichkeit Kernspins optisch dynamisch auszurichten (*“dynamic nuclear polarization”*, DNP) ermöglicht eine Fülle von Optionen, sowohl die Spindynamik von Kernspins als auch von Elektronenspins zu modifizieren, wie zum Beispiel die rein optisch induzierte magnetische Kernspinresonanz (*“all-optical nuclear magnetic resonance”*, ONMR) in Halbleitern (z. B. [Kik00], [Gup01], [Sal01b], [Pog05]). Die Wechselwirkung zwischen der Elektronenspindynamik und dem Kernspinsystem ist in zahlreichen Systemen und Materialien studiert worden, zum Beispiel in Quantenpunkten (z. B. [Kha03], [Fen07], [Gre07]) und in Quantenfilmen (z. B. CdTe [Tes08]) oder in 2DEGs (z. B. [Sal01c]). Zudem lassen sich elektrische Spannungen (z. B. [Pog03], [San05]), gepulste Magnetfelder (z. B. [Str03], [San06]) bis in den Radiofrequenzbereich oder interferometrische Techniken (z. B. [Kat05]) zur Manipulation der Kernspindynamik (z. B. Rabi-Oszillationen) nutzen.

Ebenfalls zeigte sich die Möglichkeit einer DNP nicht nur optisch sondern auch mit Hilfe einer elektrischen Injektion von polarisierten Spins [Str03b].

- In Ferromagnet-Halbleiter-Hybridsystemen kann der Effekt der dynamischen ferromagnetischen Annäherungspolarisation (*“ferromagnetic proximity polarization”* FPP) (z. B. [Eps02], Theorie [Bau04]) beobachtet werden. Das bedeutet also, dass die Möglichkeit einer spontanen Elektronenspinpolarisation an einer ferromagnetischen Grenzfläche und dem daraus resultierenden DNP induzierten ferromagnetischen Abdruck (*“ferromagnetic imprinting”*) in dem Kernspinsystem existiert (z. B. [Kaw01], Theorie [Ciu02], in strukturierten Hybridsystemen [Eps03], [Ste03], [Ste04], in Verbindung mit elektrischen Feldern (Schottky-Diode) [Ste04b]).
- Die Kombination der Spin-Bahn-Kopplung und elektrischen Feldern (z. B. [Byc84], [Wie84], [Das90], [Ras03], [Ras03b], [Hal05], [Mei07b]) oder / und in Verbindung mit Verspannungen (z. B. [Kat04], [Gho06], [Kno06]) erzeugt ein internes effektives Magnetfeld und ermöglicht damit eine Manipulation von Spinzuständen auch ohne externe Magnetfelder. Zum Beispiel lassen sich Präzession von Elektronenspins ohne angelegtes Magnetfeld [Kat04], die Erzeugung von Spinpolarisationen nur mittels Strom (*“current-induced spin polarization”*) (z. B. [Kat04b], [Sil04]) oder die Trennung verschiedener Spinzustände mittels des lang ersehnten Spin-Hall-Effekts (z. B. in GaAs [Kat04c], [Kat04d], in Metallen [Hir99], in 2DEGs [Sih05] oder zeitaufgelöst [Ste08]) realisieren. In speziellen Strukturen lassen sich Kombinationen dieser Effekte erreichen, zum Beispiel die Erzeugung einer Spinpolarisation mit anschließender Präzession aufgrund eines L-förmigen Transportkanals (z. B. [Kat05b]). Dazu können mit Hilfe des Spin-Hall-Effekts zum Beispiel Spinströme erzeugt werden [Sih06b].
- Neben den Mechanismen der Modifikation von Spinzuständen, zum Beispiel über Präzessionsprozesse, lassen sich mit Hilfe der Spin-Bahn-Kopplung in Verbindung mit elektrischen Feldern (*“gates”*) auch die Spinrelaxationszeiten in Abhängigkeit des Systems und der Ausrichtung manipulieren. Sowohl eine Erhöhung der Spinrelaxationszeiten (z. B. in 2DEGs [San01], [Sih04], Theorie [Lau05], Theorie mit Verspannung [Jia05b], in ZnO und InAs bis Raumtemperatur (z. B. [Hal05], [Gho08])) als auch eine Reduzierung der Spinrelaxationszeiten (z. B. in Quantenfilmen bei Raumtemperatur [Kar03], [Ger07] und in Quantenpunkten [Ama08]) ist realisierbar. Hinzu kommt die Möglichkeit mit Hilfe eines angelegten elektrischen Feldes die Spin-Bahn-Kopplung selbst zu modifizieren (z. B. [Nit97], [Sih07]).
- Manipulation lässt sich auch über eine Kontrolle des g -Faktors beziehungsweise des g -Tensors in Verbindung mit einem externen Magnetfeld realisieren, zum Beispiel elektrisch über einen Transport in Bereiche unterschiedlicher Al-Konzentrationen in einer parabolischen $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Quantenfilmstruktur (z. B. [Sal01], [Kat03]).
- Lokale Magnetfelder zum Beispiel lokale Streufelder in Verbindung mit einem externen Magnetfeld in einem Halbleiter-Ferromagnet-Hybridsystem (z. B. [Hoh06b], [Mei06], [Mei06b], [Mei07], [Hoh08], [Hal08]) oder remanente lokale magnetische Streufelder ermöglichen eine Modifikation der kohärenten Spindynamik. Analog zur Kontrolle des g -Faktors ergibt sich die Möglichkeit einer gezielten Manipulation über einen elektrisch gesteuerten Transport in Bereiche oder über Wegstrecken unterschiedlicher lokaler Magnetfeldstärken.

Der Einsatz von Hybridsystemen, um die zuvor genannten Herausforderungen zu meistern, erscheint sinnvoll, da sich schon frühzeitig diese Systeme wie zum Beispiel Ferromagnet-

Halbleiter-Hybride als sehr aussichtsreiche Kandidaten im Bereich der Spintronik herauskristallisiert haben (z. B. [Pri90], [Pri95], [Pri98], [Rei98], [Sam03]). Zum Beispiel im Bereich der Injektion und des Transports sowohl rein optisch (z. B. [Cro05], [Fur07], Theorie [Kor08]) als auch mittels einer rein elektrischen Spinansammlung [Lou06] und -transport (z. B. [Wro04], [Cro07], [Lou07]). Ebenfalls sind magnetische Hybridsysteme für die Effekte der FPP und des ferromagnetischen Abdrucks notwendig, wie im vorherigen Abschnitt angesprochen wurde. Ein weiterer Vorschlag zur Anwendung von Hybridsystemen besteht darin, Streufeldgradienten für die kohärente Einzelelektronen-Spinmanipulation (z. B. [Tok06]) oder Energiesenken für Ladungsträger in verdünnt magnetischen Halbleitern (z. B. [Red05]) zu nutzen. Auf diesem Weg konnte bereits gezeigt werden, dass das Streufeld in einer Energieaufspaltung (z. B. [Cro97b], [Kos01], [Sch04], [Sch04b]) und in einer Ladungsträger-Spinpolarisation (z. B. [Hal06b], [Mur06], [Hal07b]) aufgrund der großen Zeemann-Aufspaltung in verdünnt magnetischen Halbleiter resultiert. Außerdem werden Hybridsysteme benötigt, um lokal begrenzte Magnetfelder zu generieren (z. B. [Hoh06b], [Mei06], [Mei06b], [Mei07], [Hoh08], [Hal08]), entweder mit Hilfe von Ferromagneten oder elektromagnetisch generierte Felder.

1.2 Ziele und Gliederung der Arbeit

Die zentrale Fragestellung innerhalb dieser Arbeit besteht in dem Ausloten des Potenzials, mit Hilfe lokaler Magnetfelder in Hybridsystemen eine Modifikation der kohärenten Spindynamik für Bauelement-Anwendungen in der Spintronik zu realisieren. Im Mittelpunkt steht dabei das bekannte Halbleitersystem GaAs-Volumenmaterial.

Ein Teil dieser Fragestellung beschäftigt sich mit der Erarbeitung eines konsistenten Verständnisses der Tieftemperatur-Spindynamik in GaAs, in dem mittels einer *energieselektiven* Anregung die Messung unterschiedlicher Elektronenspinzustände ermöglicht wird. Bisher kam in der Literatur nur eine nicht selektive Anregung, bezogen auf den energetischen Abstand zwischen den Donator gebundenen Elektronen und den Leitungsbandelektronen, zum Einsatz. Vergleichend soll hierzu die Spindynamik von magnetischen Mn^{2+} -Ionen in einem verdünnt magnetischen Halbleiter untersucht werden. Eine weitere Fragestellung besteht darin, eine potenzielle Nutzung von GaAs-Volumenmaterial für anwendungsrelevante Temperaturbereiche auszuloten. Während für räumlich quantisierte Systeme bereits die kohärente Spindynamik bei Raumtemperatur nachgewiesen wurde (siehe vorherigen Abschnitt), wurden kohärente Spinoszillationen bei GaAs-Volumenmaterial nur bis $T = 200 \text{ K}$ [Kik98] gezeigt.

Der Hauptteil besteht aus den möglichen Beeinflussungen der kohärenten Spindynamik mittels lokal strukturierter Ferromagnete und Leiterschleifen bei Hybridsystemen. In der Literatur (siehe Abschnitt 1.1) sind einige interessante Arbeiten im Bereich Modifikation der Spindynamik mit Hilfe interner effektiver Magnetfelder und Kontrolle des g -Faktors zu finden, jedoch ist die Möglichkeit der direkten Beeinflussung der Spindynamik über lokal begrenzte externe Magnetfelder bisher nicht ausreichend betrachtet worden. Aufgrund der Tatsache, dass die Eigenschaft des Spins mit einem magnetischen Moment gekoppelt ist und dieses magnetische Moment natürlich direkt mit magnetischen Feldern wechselwirkt, sollten sich elektromagnetische Felder und ferromagnetische Streufelder hervorragend zur direkten Modifikation der kohärenten Spindynamik eignen. Mit Hilfe von Strukturierungsprozessen der Nanotechnologie sollen diese Felder lokal stark begrenzt werden, um damit eine Beeinflussung auf Nanometer-

skala zu ermöglichen. Der Einfluss auf die Halbleiterspindynamik soll dabei mit hoher Ortsauflösung in Abhängigkeit von den geometrischen Abmessungen und verschiedenen Materialeigenschaften der ferromagnetischen und metallischen Strukturen erfolgen. Eine weitere Fragestellung innerhalb dieses Schwerpunkts ist der Einfluss von Verspannungen und von polarisierten Kernspins über die Hyperfeinwechselwirkung auf die Halbleiterspindynamik in diesen Hybridsystemen. Wiederum soll an dieser Stelle vergleichend die Modifikation der Spindynamik von magnetischen Mn^{2+} -Ionen in einem verdünnt magnetischen Halbleiter untersucht werden, speziell mit Blick auf die strikte Lokalisierung dieses Spinsystems im Gegensatz zu GaAs.

Der letzte Schwerpunkt innerhalb dieser zentralen Fragestellung besteht in dem Ausloten der Möglichkeiten eines makroskopischen Transports kohärenter Spinzustände, um eine gezielte Manipulation in Verbindung mit den lokal begrenzten Magnetfeldern zu realisieren. Dabei sind der feldgetriebene Transport und die Diffusion der Spinzustände mit hoher Orts- und Zeitauflösung zur Ermittlung der Spintransportlängen und Spindiffusionskonstanten von Interesse.

Die Messtechnik nimmt natürlich bei einer experimentellen Arbeit eine wichtige Rolle ein und daher wird ein besonderer Fokus auf den experimentellen Aufbau gelegt. Die Messtechnik der zeitaufgelösten Faraday- und Kerr-Rotation beweist sich innerhalb der Spintronik als sehr robuste und genaue Messinstitution (z. B. [Aws02], [Zut04], [Dya08]). Die zeitaufgelöste Kerr-Rotation in der Kombination mit einer hohen Energieauflösung aufgrund einer geringen spektralen Breite der Laserpulse und einer hohen Ortsauflösung stellt dabei eine besondere Herausforderung dar. Die in der Literatur typischer Weise benutzen zeitlich aufgelösten magneto-optischen Messtechniken besitzen Ortsauflösungen zwischen $50 - 100 \mu\text{m}$ und Energieauflösungen im Bereich von 10 meV . Ein Ziel dieser Arbeit besteht bezüglich der Messtechnik darin, eine zeitaufgelöste Kerr-Rotations-Messeinrichtung zu realisieren, die eine um circa eine Größenordnung bessere Leistung sowohl im Bereich der Orts- als auch im Bereich der Energieauflösung aufweist.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgend:

- In der Einleitung in Kapitel 1 werden die vier zentralen Herausforderungen (Spininjektion und -kohärenz, Beeinflussung von Spinzuständen und Spintransport) thematisiert, die sich wie ein roter Faden durch die komplette Arbeit ziehen.
- Das Kapitel 2 bildet aus theoretischer Sicht die physikalischen Grundlagen für die Prozesse und Messmethodiken, die in dieser Arbeit untersucht und benutzt werden. Es behandelt zu Beginn am Beispiel von GaAs elementare Halbleitereigenschaften (optische Eigenschaften, Kristallgitter, Energiebänder und die Spin-Bahn-Wechselwirkung). Die Kombination dieser Eigenschaften wiederum stellt die Grundlage für die darauf folgende Beschreibung der optischen Ausrichtung von Spinzuständen dar. Nachdem die Frage der Erzeugung polarisierter Spins geklärt ist, wird das zeitliche Verhalten dieser Spinpolarisation diskutiert. Zum Beispiel wird das Verhalten kohärenter Spinzustände in magnetischen Feldern und auch die zahlreichen Möglichkeiten des Verlustes von Spinpolarisation (Spinrelaxation) thematisiert. Den Abschluss des theoretischen Kapitels bildet die Beschreibung von magneto-optischen Effekten zur Messung von Spinpolarisation.
- Das Kapitel 3 repräsentiert dagegen das experimentelle Gegenstück zu dem vorherigen Kapitel, denn dort wird der Schwerpunkt auf die experimentelle Messmethodik gelegt. Im Detail steht in diesem Abschnitt das Thema optischer Aufbau zur Realisierung einer hohen Orts- und Zeitauflösung im Falle der zeitaufgelösten Kerr-Rotation im Fokus.

Dies beinhaltet ebenso die Messung von kleinsten Signalen, die sich innerhalb der gleichen Größenordnung wie das Rauschen (Schrotrauschen) befinden und das wichtige Gebiet der Signalauswertung.

Der Hauptteil dieser Arbeit besteht in den nun folgenden vier Kapiteln 4, 5, 6 und 7, die sich den experimentell gewonnen Daten, den dazugehörigen theoretischen Modellierungen und Simulationen und schließlich auch den jeweiligen Diskussionen der Ergebnisse inklusive der Einreihung bezüglich des Literaturstandes widmen. Dazu werden die im zweiten Kapitel vorgestellten theoretischen Grundlagen mit den aus dem dritten Kapitel gewonnenen Erkenntnissen bezüglich der Messtechnik kombiniert, um eine fundierte Erklärung und Diskussion der experimentellen Daten zu gewährleisten. Ebenso sind die jeweiligen Probenpräparationen, also die Herstellung von Heteroschichtsystemen und mikro- und nanostrukturierten Halbleiter-Hybridsystemen an entsprechenden Stellen integriert.

- In Kapitel 4 stehen die Schwerpunkte optische Spininjektion, Spinkohärenz und Spindynamik von Elektronenspinzuständen in GaAs im Mittelpunkt. Bei Tieftemperatur erfolgt eine aufgrund der hohen Energieauflösung erreichbare Separation verschiedener Elektronenspinzustände, die sich sowohl in der Präzessionsfrequenz als auch bei den Spindephasierungszeiten unterschiedlich verhalten. Anschließend wird das Potential für eine mögliche spintronische Nutzung von GaAs für erhöhte Temperaturbereiche bis hin zur Raumtemperatur-Anwendungen ausgelotet. Auch die g -Faktor Temperaturabhängigkeit ist dabei von wissenschaftlichem Interesse. Dieser Abschnitt endet mit einer ausführlichen Diskussion und Modellierung der in GaAs vorkommenden Spinrelaxationsmechanismen beziehungsweise den parasitär auftretenden Effekten, die ebenfalls zu einer verfälschten Spindephasierungszeit führen. Daneben werden verschiedene Möglichkeiten zur Beeinflussung der Spindephasierungszeiten und des g -Faktors gezeigt und diskutiert.
- Das Kapitel 5 beschäftigt sich mit den vielfältigen Möglichkeiten zur Beeinflussung und Manipulation der kohärenten Spindynamik von Elektronenspinzuständen in GaAs-Hybridsystemen. Dazu werden zuerst generell die theoretisch möglichen Mechanismen zur Beeinflussung thematisiert. Darauf folgt die Herstellung und Modellierung von Hybridsystemen speziell mit Blick auf die Generierung von maßgeschneiderten magnetischen Streufeldern und elektromagnetisch erzeugten Feldern mittels mikrostrukturierter Ferromagneten beziehungsweise mikrostrukturierter Leiterbahnen. Anschließend wird die Modifikation der kohärenten Spindynamik in GaAs mittels ferromagnetischer Hybridsysteme gezeigt und diskutiert. Diese kann zum einen induziert durch eine Verspannung und / oder streufeldinduziert stattfinden, wobei an dieser Stelle die Trennung und die einzelne Betrachtung der beiden Effekte bis hin zur Anwendung bei Raumtemperatur im Vordergrund steht. Der zweite Teil widmet sich den GaAs-Metall-Hybridsystemen. Dort werden bei Tieftemperatur die Ausrichtung des Kernspinsystems und die Möglichkeiten zur Nutzung eines polarisierten Kernspinsystems zur Beeinflussung der Elektronenspindynamik studiert. Zum Abschluss wird die Manipulation der kohärenten Elektronenspindynamik in GaAs mittels elektromagnetisch generierter lokal begrenzter Magnetfelder von mikrostrukturierter Leiterbahnen präsentiert.
- Während sich die vorherigen beiden Kapitel mit zeitaufgelösten aber ortsfesten Messungen beschäftigt haben, stehen in Kapitel 6 nun die orts aufgelösten Messungen in GaAs im Vordergrund, sowohl mit als auch ohne Zeitauflösung. Hierzu werden zuerst das für die Transportmessungen notwendige spezielle Probenlayout und die Herstellungspro-

zesse der Hybridstrukturen thematisiert. Zudem folgt eine theoretische Betrachtung für die prinzipielle Unterscheidung eines Transports von Ladungsträgern und Spinpaketen. Der Schwerpunkt liegt bei der Diffusion und dem Transport von kohärenten Spinpolarisationen. Hierzu wird das Potential ausgelotet, eine Spinpolarisation feldgetrieben lateral über makroskopische Distanzen zu transportieren und die dabei auftretenden Effekte bezüglich der Diffusion des Spinpolarisationsprofils und der Spindephasierung zu studieren.

- Das letzte Kapitel 7 widmet sich nun einem anderen Halbleitersystem und zwar einem verdünnt magnetischen Halbleiter-Quantenfilm (Co-ZnCdMnSe-Hybridstrukturen). Im Gegensatz zur Elektronenspindynamik in GaAs stehen nun hier die lokalisierten Spins der magnetischen Mn^{2+} -Ionen im Mittelpunkt. Thematisiert werden an dieser Stelle die optische Spininjektion und die Spindynamik dieser strikt lokalisierten Spinzustände auch speziell mit Blick auf die Unterschiede zum Verhalten der Elektronspinzustände in GaAs. Von besonderem Interesse ist die Modifikation der kohärenten Mn^{2+} -Spindynamik mittels mikrostrukturierter ferromagnetischer Streufelder. Dies liegt daran, dass aufgrund der Lokalisierung dieses speziellen Spinsystems Auswirkungen der Inhomogenität der Streufeldverteilung auf die Spindynamik studiert werden können. Diese Effekte werden mittels eines theoretischen Modells in Verbindung mit einer analytischen Streufeldberechnung der inhomogenen Verteilung verifiziert.

2 Spinphysik in Halbleitern am Beispiel von GaAs

Die hier vorgestellten physikalischen Grundlagen adressieren im Wesentlichen aus theoretischer Sicht die folgenden Aspekte im Bereich der Spinphysik, wobei natürlich der Fokus auf dem hauptsächlich benutzten Volumenhalbleiter GaAs liegt:

- Erzeugung von Spinpolarisationen in einem Halbleiter am Beispiel von GaAs
 - Spezielle Eignung des Materialsystems GaAs für spintronische Anwendungen
 - Grundlagen der optischen Ausrichtung von Ladungsträgerspins in GaAs
 - Existenz und Verhalten verschiedener Spinsysteme in einem Halbleiter
- Spindynamik am Beispiel kohärenter Elektronenspinzuständen
 - Kohärente Spindynamik in externen Magnetfeldern
 - Spinrelaxation und Spindephasierung
- Grundlagen zur Beobachtung spinbasierender Effekte
 - Magneto-optische Effekte
 - Zeitaufgelöste Faraday- und Kerr-Rotation in Halbleitern

2.1 Optische Generierung einer Spinpolarisation in Halbleitern

Es gibt verschiedene Möglichkeiten eine Spinpolarisation in einem Halbleiter zu generieren. Die Methode der optischen Generierung einer Spinpolarisation hat sich dabei als experimentell relativ einfach umsetzbar und dennoch als sehr effizient herausgestellt und kommt daher häufig zum Einsatz. Allgemein wird unter dem Begriff optische Generierung/Ausrichtung (*“optical orientation”*) ein Prozess verstanden, bei dem die Drehimpulse von eingestrahnten Photonen transferiert werden und zu einer Ausrichtung der Ladungsträgerspins im Halbleiter führen. Damit kann also optisch eine sich außerhalb des thermodynamischen Gleichgewichts befindliche Polarisation von Ladungsträgerspins erzeugt werden, woher sich auch die oft benutzte Bezeichnung optische Spin-Injektion (*“optical spin injection”*) ableiten lässt. Die Erzeugung einer Spinpolarisation stellt selbstverständlich eine Grundvoraussetzung dar, um dynamische Prozesse (Spindynamik) beobachten zu können. Bevor die optische Ausrichtung von Ladungsträgerspins in GaAs behandelt werden soll, werden zuerst die benötigten Grundlagen wie das energetische Bänderschema beziehungsweise die elektrischen und optischen Eigenschaften dieses Materials besprochen. Darin liegen auch die vielfältigen Einsatzmöglichkeiten des Materials GaAs für den Bereich der Spintronik begründet.

2.1.1 Der Halbleiter GaAs

Die Darstellung des Halbleitermaterials GaAs in Bezug auf die Spinphysik trennt sich in zwei elementare Bereiche, die festkörperphysikalischen Eigenschaften des Halbleiters und die optischen Eigenschaften. Letztere zeichnet besonders Halbleiter mit einer direkten Bandlücke aus.

2.1.1.1 Elementare festkörperphysikalische Eigenschaften

Bei dem Halbleiter GaAs handelt es sich um eine binäre Verbindung der beiden vierten Periode Elemente Gallium (III. Gruppe) und Arsen (V. Gruppe). GaAs-Einkristalle werden üblicherweise mit Hilfe von Tiegelziehverfahren hergestellt und können dann nach entsprechenden Bearbeitungsschritten als fertige Wafer hoch rein käuflich erworben werden. Dünne und hochqualitative Schichten werden mittels Epitaxie-Verfahren zum Beispiel Molekularstrahlepitaxie (MBE) produziert. Undotiert ist GaAs semi-isolierend, es gibt aber einige Dotierelemente, mit denen hervorragend n - und p -Dotierungen realisiert werden können, wobei die halbleitertypischen Leitfähigkeitsänderungen über viele Größenordnung eingestellt werden können. In Verbindung mit Aluminiumgalliumarsenid (AlGaAs) können viele niederdimensionale Strukturen wie zum Beispiel Quantenfilme, Quantendrähte oder zweidimensionale Elektronengase (2DEG) hergestellt werden.

Aus technologischer Sicht nimmt GaAs in der Optoelektronik und der Hochfrequenztechnik eine äquivalente Rolle wie Silizium (Si) in der Mikroelektronik ein. Aufgrund der aufwändigeren Herstellung und den damit verbundenen höheren Kosten ist jedoch nicht davon auszugehen, dass GaAs das Si komplett ersetzen wird. Die Hauptvorteile von GaAs im Bereich der Optoelektronik gegenüber Si liegen in der Tatsache begründet, dass es sich bei GaAs um einen direkten Halbleiter und bei Si um einen indirekten Halbleiter handelt. Das heißt bei GaAs kann direkt ein Elektron von dem Valenzband in das Leitungsband gehoben werden, ohne dass dafür ein zusätzlicher Phononen-Prozess benötigt wird. Im Gegenzug kann aus dem Energieminimum des Leitungsbandes direkt über eine Photonenemission ein Elektron in das Valenzband fallen. Somit sind ideale Voraussetzungen für die Umwandlung von elektrischer in optische Energie im Anwendungsgebiet der Optoelektronik (z. B. Leuchtdioden, Laser etc.) gegeben.

Sowohl die hohen Elektronenbeweglichkeiten ($\mu_{e, \text{GaAs}} \cong 9 \cdot 10^3 \text{ cm}^2/\text{Vs}$) als auch die optischen Eigenschaften durch die direkte Energiebandlücke sind die Grundlage für die hervorragende Eignung von GaAs für die optische Erzeugung und den elektrischen feldgetriebenen Transport von spinpolarisierten Elektronen. Die Spin-Bahn-Kopplung, die überhaupt erst eine optische Spingeneration ermöglicht, erweist sich jedoch gleichzeitig als Nachteil bezüglich der Spindephasierung aber auch als Möglichkeit zur Spinmanipulation in Verbindung mit elektrischen Feldern. Auf die besondere Stellung von GaAs im Bereich der Spinkohärenz wird in späteren Kapiteln noch im Detail eingegangen. Zusammenfassend lässt sich jedoch festhalten, dass GaAs nicht nur als niederdimensionales System sondern auch als Volumenmaterial eine führende Rolle innerhalb der halbleiterbasierenden Spintronik einnimmt. Die Materialeigenschaften resultieren natürlich aus dem kristallographischen und dem energetischen Aufbau dieses Halbleitersystems, der nun im Folgenden im Detail beleuchtet wird.

Zuerst folgt ein kleiner Überblick über elementare Volumenmaterialdaten ([Mad03], [How85]) des Festkörpers GaAs. Die Schmelztemperatur von GaAs liegt bei $T = 1511 \text{ K}$, wobei die Dichte bei RT $\rho = 5,316 \text{ g/cm}^3$ beträgt. Von besonderem Interesse ist speziell bei den Halbleiter-Metall-Hybridstrukturen der lineare thermische Ausdehnungskoeffizient α . Dieser kann aufgrund seiner verschiedenen Größenordnungen (Halbleiter, Metall) Verspannungen in dem Grenzgebiet beider Materialien induzieren. Bei GaAs und RT besitzt er einen Wert von $\alpha \approx 6 \cdot 10^{-6} \text{ 1/K}$ besitzt. Typische Daten für semi-isolierendes GaAs bei RT sind eine Leitfähigkeit von $\sigma \approx 2,4 \cdot 10^{-9} \text{ } \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ und eine Ladungsträgerdichte von $n \approx 3,7 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$. Die im Vergleich zu Si ($\mu_{e, \text{Si}} \cong 1400 \text{ cm}^2/\text{Vs}$) deutlich höhere Elektronenbeweglichkeit von GaAs bei Raumtemperatur (RT) [Mad03] führt bei nur moderat angelegten elektrischen Feldern unter anderem

zu einer erhöhten Sättigungs-Elektronendriftgeschwindigkeit und damit zu höheren Schaltfrequenzen auf Seiten des GaAs. 2DEGs basieren auf den im GaAs erreichten Beweglichkeiten von $\mu_{e, \text{GaAs 2DEG}} \geq 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ [Mad03] bei tiefen Temperaturen und festigen damit die Dominanz von GaAs in der Hochfrequenztechnik.

GaAs kristallisiert unter normalen Umständen (Temperatur, Druck, etc.) kubisch in der sogenannten Zinkblende-Struktur (siehe [Abbildung 2](#)). Diese Struktur ist dadurch gekennzeichnet, dass zwei kubisch flächenzentrierte Gitter (fcc), eines mit Galliumatomen, das andere mit Arsenatomen, um ein Viertel der Raumdiagonalen ($0,24481 \text{ nm} = 0,25 \cdot \sqrt{3}a^2$) ineinander versetzt sind. Dabei ist die Gitterkonstante bei Raumtemperatur $a = 0,56536 \text{ nm}$. Für die Spindynamik ist dabei von zentraler Bedeutung, dass dieser Struktur ein Inversionszentrum fehlt (siehe Kapitel [2.2.2.2](#)).

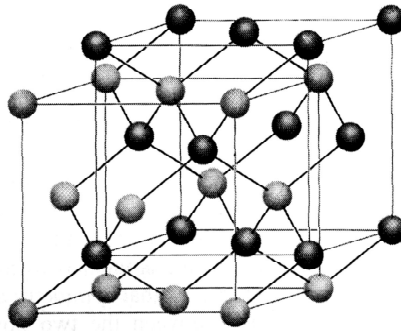


Abbildung 2: Zinkblende-Gitterstruktur von GaAs aus [Mad03]. Ga-Atome (hell), As-Atome (dunkel).

Im Falle von n -dotierten GaAs kommt meistens Silizium (Si) oder Kohlenstoff (C), die hauptsächlich die Ga-Plätze besetzen, beziehungsweise Schwefel (S), Selen (Se) oder Tellur (Te) als Besetzung der As-Plätze, als Elektronendonator zum Einsatz. Im Falle von p -dotierten GaAs kommt meistens Beryllium (Be) oder Magnesium (Mg) hauptsächlich auf den Ga-Plätzen beziehungsweise Zink (Zn) oder Cadmium (Cd) auf As-Plätze als Elektronenakzeptor zum Einsatz. Dennoch sind Zwischengitterplätze oder Besetzungen von Gitterplätzen des jeweils anderen Elements vereinzelt möglich. Als Gitterfehler kommen überwiegend Punktdefekte wie Zwischengitterplatzanordnungen der Ga- oder As-Atome vor.

2.1.1.2 Bandstruktur

Ein elementarer Aspekt für das Verständnis der Licht-Materie-Wechselwirkungen ist das Energiebänderschema eines Halbleitersystems. Historisch wurden die ersten Rechnungen dazu mittels der sogenannten $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Methode durchgeführt (z. B. [Her77], [Mei84]). Dabei handelt es sich um eine Störungsrechnung bei der um einen speziellen \mathbf{k} -Punkt im Impulsraum mittels der Schrödinger-Gleichung plus eines Korrekturterms eine genäherte Lösung gefunden werden kann. In Verbindung mit einer Diagonalisierung des Hamilton-Operators können je nach Anzahl der Bänder verschiedene im Grad der Genauigkeit unterschiedliche Lösungen erarbeitet werden. Bei dem Luttinger-Kohn-Modell [Lut55] werden dabei die drei Valenzbänder und die jeweiligen zwei unterschiedlichen Spinausrichtungen in einer 6×6 Matrix behandelt. Die unterschiedlichen Spinausrichtungen beziehen sich auf die zwei Möglichkeiten für ein Spin-1/2 Teilchen ($s = 1/2$), sich entlang einer Quantisierungsachse „ausrichten“ zu können, also Spin-oben („spin-up“) oder Spin-unten („spin-down“), \uparrow oder \downarrow beziehungsweise $m_s = +1/2$ oder $m_s = -1/2$. Die Erweiterung um das erste Leitungsband wurde erstmals von Kane [Kan56] be-

schrieben, somit ergeben sich vier Bänder und damit über die zwei verschiedenen Spinausrichtungen insgesamt eine 8×8 Matrix. Dieses Kane-Modell liefert um den Γ -Punkt herum schon eine hervorragende Übereinstimmung mit dem Experiment bei vielen typischen Halbleitersystemen unter anderem auch bei GaAs. Dies betrifft sowohl die Dispersionsrelationen (z. B. die effektiven Massen) und die Bandlücke als auch die expliziten Wellenfunktionen und die optischen Wechselwirkungen wie zum Beispiel die Übergangswahrscheinlichkeiten. Darum wird auf dieses Modell im Laufe des Kapitels noch detaillierter eingegangen, da es direkt die optische Ausrichtung von Elektronenspins mittels polarisierten Lichtes erklärt.

Die Erweiterung des $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Modells auf fünf Bänder [Pfe96] und aktuell auf sieben Bänder (4 Valenzbänder und 3 Leitungsbänder siehe z. B. [Abbildung 4](#)) und den zwei Spinausrichtungen zu einem 14×14 -Modell [Jan05] liefert unter stark erhöhten Rechenaufwand auch vernünftige Ergebnisse außerhalb des Γ -Punkts. Für eine komplette Beschreibung der Energiebänder innerhalb der ganzen ersten Brillouin-Zone kommen jedoch andere Modelle zum Einsatz, die jedoch auch weitaus rechenintensiver sind. Zum einen sind das das *“tight binding”*-Modell [Vog83] und zum anderen das Modell der nicht-lokalen Pseudopotentiale [Che76]. Bei dem *“tight binding”*-Modell wird als Basis von atomaren Wellenfunktionen ausgegangen und das Resultat der Überlappung dieser Zustände bei dem Übergang von einzelnen atomaren Zentren zu einem Kristall berechnet. Bei dem Modell der nicht-lokalen Pseudopotentiale, das auch in [Abbildung 4](#) für den Halbleiter GaAs dargestellt ist, werden die Einflüsse der kernnahen Elektronen auf die Valenzelektronen durch ein abstoßendes Potential dargestellt und mit dem anziehenden Potential der Ionen zu einem nicht-lokalen Pseudopotential addiert, mit dem das Energiebänderschema errechnet werden kann.

Interessant ist an dieser Stelle zu erwähnen, dass trotz guter Übereinstimmung wichtiger Parameter zwischen Theorie und Experiment und geeigneter Erklärung elementarer Licht-Materie-Wechselwirkung, die bereits von den ersten Modellen schon vor Jahrzehnten geliefert wurden, dennoch Unklarheiten bestehen bleiben. So ist es zum Beispiel auch den weiter entwickelten Modellen wie dem *“tight binding”*-Modell und dem 14×14 -Modell nicht möglich, den g -Faktor, ein wichtiger Kopplungsparameter zwischen dem magnetischen Moment und dem Spin des Teilchens, der noch ausführlich diskutiert wird (siehe Kapitel [2.2.1](#) und [4.3.1](#)), exakt zu bestimmen. Mittels Spinresonanz der Leitungsbandelektronen (*“conduction electron spin resonance”* (CESR)) ergibt sich zum Beispiel im Experiment ein Wert von $g = -0,44 \pm 0,02$ [Wei77] für GaAs. In den beiden oben genannten moderneren Theorie-Ansätzen dagegen errechnet sich ein Wert von $g = -0,11$ [Jan05]. Ebenso wirft die Temperaturabhängigkeit des g -Faktors ([Oes95], [Oes96]), die innerhalb dieser Arbeit experimentell sehr exakt bestimmt wurde [Hoh06], Fragen auf, die auch in einem ansonsten sehr gut bekannten Halbleiter wie GaAs aufgrund des gegensätzlichen Verhaltens Gegenstand aktueller Forschung sind (z. B. [Hüb09], [Lit08], [Zaw08]).

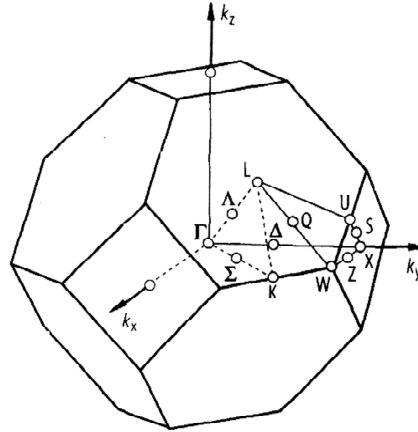


Abbildung 3: Brillouin-Zone einer Zinkblende-Struktur (z. B. GaAs) aus [Mad03].

Um die errechneten Bänderschemata zu verstehen, wird zuerst in [Abbildung 3](#) die erste Brillouin-Zone (primitive Wigner-Seitz-Zelle des reziproken Gitters, also im Impulsraum) einer Zinkblende-Struktur wie es für GaAs der Fall ist, dargestellt. Diese Abbildung dient zudem zum Verständnis der Abszisse eines Bänderschemas (z. B. [Abbildung 4](#)) gezeigt, da sie die wichtigsten Symmetriepunkte und -achsen der ersten Brillouin-Zone zeigt. Für die optischen Anregungen in einem direkten Halbleiter gilt durch den vernachlässigbaren Photonenimpuls für den Impulsübertrag $\Delta k \approx 0$ und somit ist fast ausschließlich das Zentrum um den Γ -Punkt für die optischen Wechselwirkungen entscheidend. Aus diesem Grund wird für eine detailliertere Erklärung der anderen Symmetriepunkte auf die einschlägigen Standardwerke der Festkörperphysik verwiesen (z. B. [Ash76], [Kit96]).

[Abbildung 4](#) zeigt ein mittels nicht-lokaler Pseudopotentiale komplett berechnetes Energiebänderschema für GaAs. Es ist sofort zu erkennen, dass im Zentrum des Brillouin-Zone (Γ -Punkt) das Maximum des Valenzbandes (Symmetrie Γ_8) mit dem Minimum des Leitungsbandes (Symmetrie Γ_6) zusammenfällt und somit ein direkter Halbleiter vorliegt. Für die optische Ausrichtung ist wiederum nur der Γ -Punkt in der Nähe der Bandlücke von Interesse, weshalb für eine detailliertere Erklärung der anderen Leitungs- und Valenzbänder und Symmetriepunkte (außerhalb der roten Markierung) erneut auf die einschlägigen Standardwerke der Festkörperphysik verwiesen wird (z. B. [Ash76], [Kit96]).

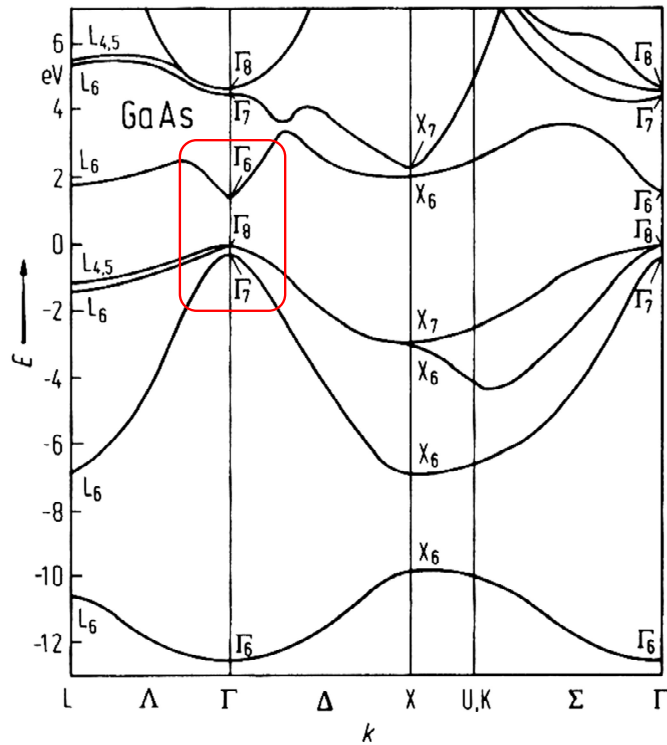


Abbildung 4: Bandstruktur von GaAs berechnet mittels nicht-lokaler Pseudopotentiale aus [Che76].

In [Abbildung 5](#) ist nun dieser Bereich um den Γ -Punkt und den energetischen Nullpunkt vergrößert dargestellt (siehe rote Markierung innerhalb der [Abbildung 4](#)). Die Energiebandlücke zwischen Γ_8 und Γ_6 in GaAs-Volumenmaterial beträgt $\varepsilon_g(T = 0 \text{ K}) = 1,5192 \text{ eV}$ [Gri92]. Nun kann der [Abbildung 5](#) entnommen werden, dass sich an der Stelle $\varepsilon = 0 \text{ eV} \wedge \mathbf{k} = 0 \text{ nm}^{-1}$ bei Γ_8 zwei Lochbänder treffen, zum einen das Schwerlochband (*“heavy hole”* HH) und zum anderen das Leichtlochband (*“light hole”* LH). Aufgrund der beiden vorkommenden Spinausrichtungen existiert hier also eine vierfache Energie-Entartung. Diese Stelle wäre sogar sechsfach entartet, wenn jedoch nicht ein Band durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung energetisch getrennt wäre. Dieses Band schneidet den Abszissen-Nullpunkt an der Stelle Γ_7 und wird als das Spin-Bahn getrennte Band (*“spin-orbit split-off band”* SO) bezeichnet. Die Abspaltungs-Energie in GaAs-Volumenmaterial beträgt $\Delta_{\text{SBK}}(T = 0 \text{ K}) = 0,344 \text{ eV}$ [Lau87]. Dieser Umstand ist sehr wichtig für die optische Ausrichtung von Elektronenspins, denn diese deutliche Energieaufspaltung ist um ein Vielfaches größer als die Laserbandbreite und somit ist es möglich nur einen Übergang vom Valenzband Γ_8 (*“valence band”* VB) in das Leitungsband Γ_6 (*“conduction band”* CB) anzuregen. Bei einer gleichzeitigen Anregung aller Übergänge wäre eine optische Ausrichtung nicht möglich (siehe Abschnitt 2.1.2.3). Folglich können bei Anregungen im Bereich ε_g (in [Abbildung 5 E_g](#)) Übergänge über das SO-Band vernachlässigt werden.

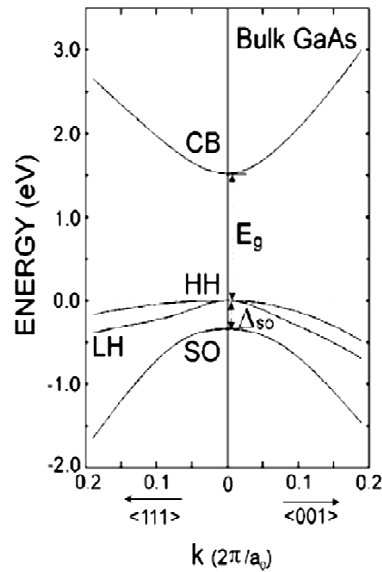


Abbildung 5: Vergrößerte Darstellung der Bandstruktur von GaAs im Bereich der Bandlücke nahe dem Zentrum der Brillouin-Zone aus [Vur01]. Die Bandlücke ist mit E_g bezeichnet, die Abspaltungs-Energie mit Δ_{SO} .

Die Verformung die das Leichtlochband erleidet und die aus der [Abbildung 4](#) und besonders deutlich aus der [Abbildung 5](#) hervor tritt, ist ebenso wie die Abspaltung des Spin-Bahn getrennten Bandes eine Auswirkung der Spin-Bahn-Wechselwirkung, die im übernächsten Abschnitt daher diskutiert wird.

2.1.1.3 Optische Eigenschaften

Der dritte Teil dieses Unterkapitels beschäftigt sich mit den optischen Eigenschaften von GaAs am Beispiel von Licht-Absorption und Photolumineszenz. Dazu erfolgt nach einer optischen Anregung die spektrale Zerlegung der optischen Halbleiterantwort in ein Photolumineszenz-Spektrum.

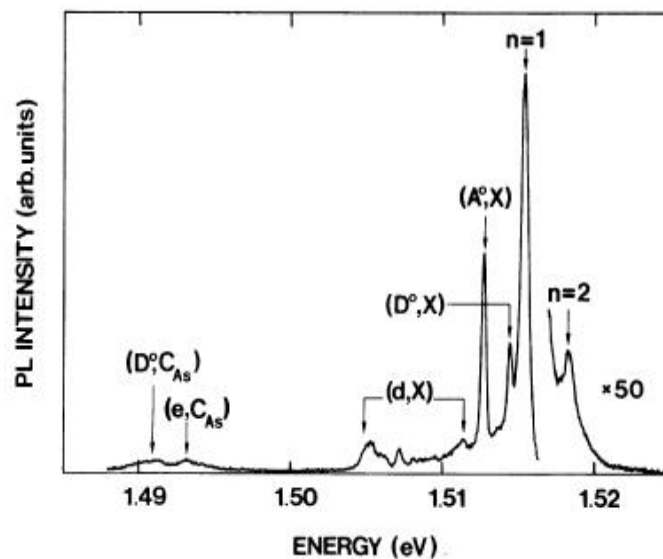


Abbildung 6: Photolumineszenz-Spektrum (Intensität der Photolumineszenz über der Energie aufgetragen) eines sehr reinen GaAs-Volumenmaterials bei Tieftemperatur aus [Gri92].

Die [Abbildung 6](#) zeigt dazu ein typisches Photolumineszenz-Spektrum eines GaAs Reinst-Volumenkristalls. Es sind verschiedene Linien zu erkennen, wie die dominierende $n=1$ Linie der freien Exzitonen-Rekombination, beziehungsweise deren angeregter Zustand $n=2$. Hinzu kommen diverse Exzitonen-Übergänge an neutralen Donatoren (D^0, X), an neutralen Akzeptoren (A^0, X) oder Defekt induzierte Übergänge wie zum Beispiel (d, X). Die schwachen Linien bei $\varepsilon \approx 1,49$ eV stellen Übergänge von freien Elektronen (e, C_{As}) und neutralen Donatoren (D^0, C_{As}) an neutralen Kohlenstoff-Akzeptoren dar.

Die Bindungsenergie des freien Exzitons beträgt ca. $\varepsilon_{B,X} \approx 4$ meV ([Nam76], [Dzh02]). Im Falle von moderaten n -Dotierungen im Bereich von $n_D - n_A = 10^{15} - 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ würden die zwei Linien der neutralen und geladenen Donator-Übergänge (D^0, X) und (D^+, X) dominieren und typischerweise mit der Emissionslinie des freien Exzitons einen breiten Emissionspeak bilden. Der Energieabstand des freien Exzitons zu dem Donator gebundenen Übergang im Falle von einer Silizium-Dotierung beträgt dementsprechend $\varepsilon_{B,X} - \varepsilon_{B,(D^0,X)} \approx 1$ meV. So liegen also die Donatorzustände von Si bei moderater Dotierung ungefähr bei $\varepsilon_g - \varepsilon_{B,Si} \approx 5 - 6$ meV ([Dzh02], [Hei04]) unterhalb der Bandkante ε_g („*shallow donors*“). Diese Angaben sind zum Beispiel für Messungen von Interesse, damit eine quasiresonante Anregung verschiedener Elektronenniveaus erfolgen und zugeordnet werden kann. Eine kurze Abschätzung mit Hilfe des Wasserstoffatom-Modells multipliziert mit einem Korrekturterm, der sowohl der geänderten Elektronenmasse über das Prinzip der effektiven Massen als auch dem Einfluss des umgebenen Kristalls mit Hilfe der Dielektrizitätskonstante Rechnung trägt, liefert ebenfalls einen Wert der gleichen Größenordnung:

$$\varepsilon_{B,Si} \approx \frac{e^4 m_0}{8 \varepsilon_0^2 h^2} \cdot \frac{m^*}{m_0 \varepsilon_r^2} = -13,6 \text{ eV} \cdot \frac{m^*}{m_0 \varepsilon_r^2} = -5,5 \text{ meV}, \quad (2.1)$$

dabei bezeichnet e die Ladung des Elektrons, m_0 die Ruhemasse des Elektrons, $m^* = 0,067 \cdot m_0$ die effektive Elektronenmasse, ε_0 die elektrische Feldkonstante, h die Konstante des Planckschen Wirkungsquantums und $\varepsilon_r(\omega=0) = 12,81$ die Dielektrizitätskonstante von GaAs an der Bandkante ε_g [Mad03].

Zum Abschluss wird noch kurz ein typisches Absorptionsspektrum eines GaAs-Reinst-Volumenkristalls betrachtet, das sich typischer Weise wie in [Abbildung 7](#) darstellt.

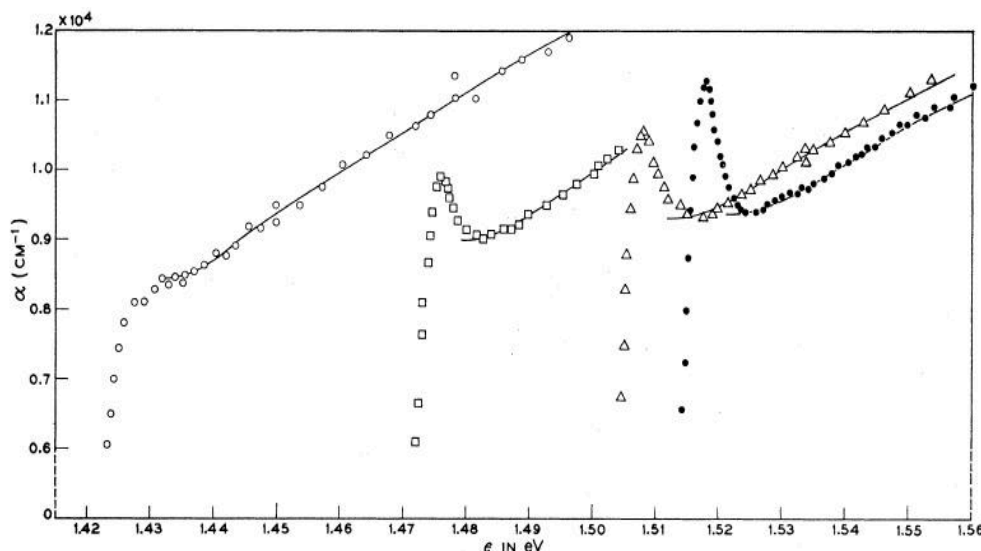


Abbildung 7: Absorptionsspektren in reinem GaAs-Volumenmaterial aus [Stu62]. Von links nach rechts $T = 294 \text{ K}$, $T = 186 \text{ K}$, $T = 90 \text{ K}$ und $T = 21 \text{ K}$.

In dieser Abbildung sind für vier verschiedene Temperaturen, von Raumtemperatur bis zur Tieftemperatur, Absorptionmessdaten aufgetragen. Bei tiefen Temperaturen ist zusätzlich die erhöhte Absorption aufgrund des Exzitonen-Übergangs zu beobachten. Bei Energien, die kleiner als die Bandlücke sind, fällt die Absorption steil ab und der Halbleiter wird für diese Lichtwellenlängen transparent. Für n -dotiertes GaAs verbreitert sich die Absorptionskante im Falle moderater Dotierung etwas, liegt aber annähernd konstant bei der gleichen Energie (z. B. [Cas75]). Im Falle von hoch dotiertem GaAs ($n > 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) kommt dagegen zu der Verbreiterung der Absorptionskante noch eine ausgeprägte Verschiebung zu höheren Energien mit höher werdender Dotierung hinzu (z. B. [Cas75]). An der Bandkante bei Tieftemperatur in [Abbildung 7](#) beträgt der Absorptionskoeffizient circa $\alpha \approx 1 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$, das heißt nach dem simplen Beer'schen Absorptionsgesetz folgt für die Intensität I bezogen auf die Anfangsintensität I_0 , die nach dem Durchleuchten eines GaAs-Materials mit der Schichtdicke $d = 1 \mu\text{m}$ noch vorhanden ist:

$$I(d) = I_0 e^{-\alpha d} \Rightarrow I(d = 1 \mu\text{m}) = \frac{1}{e} I_0 \approx 0,37 I_0 . \quad (2.2)$$

Wie sich im Laufe der Arbeit noch zeigen wird, ist die Kenntnis über die Absorptionseigenschaften eines Halbleitermaterials sowohl für die Art der Messung entscheidend, nämlich ob es sich um eine Messung mittels Transmission oder mittels Reflexion handelt, als auch für die Größe der erzeugten Spinpolarisation. Dies liegt daran, dass die Absorption von Photonen und die daraus folgende Generation von Ladungsträgern die Grundlage für diesen Prozess darstellt.

2.1.2 Optische Ausrichtung von Ladungsträgerspins in GaAs

2.1.2.1 Die Spin-Bahn-Kopplung

Die Spin-Bahn-Kopplung ist ein elementarer Bestandteil in der Atom- und Festkörperphysik, weshalb hier an dieser Stelle auf das Zustandekommen dieser Wechselwirkung eingegangen werden soll, im Besonderen, da die Spin-Bahn-Kopplung eine optische Ausrichtung von Ladungsträgerspins überhaupt erst ermöglicht.

Obwohl sich die Spin-Bahn-Wechselwirkung direkt aus der Dirac-Gleichung ableiten lässt [Dya08], also aus einer um die Relativitätstheorie erweiterten quantenmechanischen Schrödinger-Gleichung, die Gültigkeit für alle Teilchen mit halbzahligen Spin (Fermionen¹) besitzt, ist die Formel für die Spin-Bahn-Wechselwirkung weder relativistisch noch werden quantenmechanische Überlegungen zu dem Verständnis des grundsätzlichen Effekts benötigt. Einzig bei der *exakten* Berechnung fließt die Quantenmechanik ein, in Form des genauen Werts des magnetischen Moments und dem Faktum, dass es sich bei Elektronen um Teilchen mit einem Spin von $1/2$ handelt. Ansonsten würde auch jedes klassische Teilchen mit einem magnetischen Moment die Spin-Bahn-Kopplung spüren.

¹ Fermionen stellen Elementarteilchen mit Spin $1/2$ dar, aus denen die zurzeit bekannte Materie besteht. Z. B. Quarks, die ihrerseits die Grundlage der Neutronen und Protonen und damit den Atomkernen bilden, Neutrinos, Elektronen, Positronen etc.

Der physikalische Ursprung dieser Wechselwirkung liegt darin begründet, dass ein Beobachter, der sich mit der Geschwindigkeit \mathbf{v} innerhalb eines elektrischen Feldes \mathbf{E} bewegt, folgendes Magnetfeld \mathbf{B} wahrnimmt¹:

$$\mathbf{B} = -\frac{\mathbf{v} \times \mathbf{E}}{c^2}, \quad (2.3)$$

wobei c die Lichtgeschwindigkeit darstellt. Das bedeutet, dass ein sich im Verhältnis zu einer stationären Ladung bewegter Beobachter einen Strom und dementsprechend dieses Magnetfeld wahrnimmt. Da zum Beispiel ein Elektron ein magnetisches Moment besitzt, folgt hieraus sofort eine Wechselwirkung mit diesem Magnetfeld, es wird also die Bahn (Impuls) des Elektrons mit dem Spin (magnetisches Moment) verknüpft (siehe Kapitel 2.2.1). Das bekannteste Beispiel einer Spin-Bahn-Wechselwirkung tritt in der Atomphysik auf, dort wird im Wesentlichen von einem bewegten Elektron um einen ruhenden positiven Atomkern ausgegangen. In dem von dem Elektron wahrgenommenen elektrischen Feld des Atomkerns, beziehungsweise dem daraus resultierenden Magnetfeld nach der Gleichung (2.3), ergibt sich dann eine Energieaufspaltung zwischen den beiden Richtungen des Drehimpulses beziehungsweise Ausrichtungen des magnetischen Moments. Das Magnetfeld \mathbf{B} in einem Atom steht senkrecht sowohl zu dem elektrischen Feld \mathbf{E} als auch zu der Geschwindigkeit v und ist somit parallel zu dem Bahn-Drehimpulsvektor \mathbf{L} . Der Spin \mathbf{S} dagegen ist in Bezug auf das magnetische Moment $\boldsymbol{\mu}$ parallel ausgerichtet. Dementsprechend wird die Spin-Bahn-Kopplung (SBK) oftmals auch mittels einer Kopplungskonstante A als $SBK = A(\mathbf{L} \cdot \mathbf{S})$ bezeichnet.

Im Folgenden wird die Situation in einem Halbleiter genauer betrachtet. In einem Halbleiter mit nicht zentralsymmetrischer Kristallanordnung existiert natürlich die gleiche Kopplung, an dieser Stelle lässt sich der Hamilton-Operator der Energieaufspaltung wie folgt schreiben [Aws02]:

$$\hat{H}_{\text{SBK}} = \frac{g\mu_B}{\hbar} \mathbf{B}_{\text{eff}}(\mathbf{k}) \cdot \hat{\mathbf{S}}, \quad (2.4)$$

wobei hier μ_B die Konstante des Bohr'schen Magnetons, \hbar die durch 2π geteilte Konstante des Planckschen Wirkungsquantums, \mathbf{k} der Wellenvektor und $\hat{\mathbf{S}}$ der Operator des Spinvektors (siehe auch Gleichung (2.25)) ist. Dieser Term spiegelt direkt die Energie eines magnetischen Moments (Spins) in einem Magnetfeld wider, wie am Beispiel des Atoms zuvor diskutiert. Zinkblende-Kristallstrukturen (wie z. B. GaAs), besitzen einen nicht zentralsymmetrischen Kristall, also kein Inversionszentrum. In derartigen Kristallsymmetrien existiert aufgrund der richtungsabhängigen elektrischen Kristallfelder (siehe Gleichung (2.3)) ein effektives \mathbf{k} -abhängiges Magnetfeld, das inhomogen ist. Dieses effektive Kristallmagnetfeld kommt auch in Abwesenheit eines äußeren Magnetfelds zu Stande und wird mit $\mathbf{B}_{\text{eff}}(\mathbf{k})$ bezeichnet. Es nimmt deutlich höhere Werte an, als im Experiment extern angelegt werden könnten. So gilt zum Beispiel für Leitungsbandelektronen mit der Energie ε [Aws02]:

$$\mathbf{B}_{\text{eff}}(\mathbf{k}) \approx 1000 \text{ T für } \varepsilon \approx \varepsilon_G + 0,1 \text{ eV}. \quad (2.5)$$

¹ Korrekter Weise bezeichnet \mathbf{B} die magnetische Induktion oder die magnetische Flussdichte. In dieser Arbeit wird jedoch diese Größe mit der üblichen Bezeichnung magnetisches Feld oder schlicht Magnetfeld tituliert.

Es gibt drei Arten eine Inversions-Asymmetrie in einem Halbleiter zu erzeugen [Aws02] und damit auch die Spin-Bahn-Wechselwirkung zu beeinflussen. Die erste ist die Grenzflächenasymmetrie (*“native interface asymmetry”* NIA), die entsteht, wenn zwei nicht inversions-symmetrische Grenzflächen miteinander verbunden werden. Zum Beispiel, wenn eine Indiumarsenid-Schicht (InAs) zwischen zwei Galliumantimonid-Schichten (GaSb) eingebaut wird. Die zweite Möglichkeit besteht darin, bei einem Halbleiter eine nicht inversions-symmetrische Anordnung des Halbleitermaterials oder der elektrischen Felder zu schaffen (*“structural inversion asymmetry”* SIA). Zum Beispiel kann dies mittels einer Heteroverbindung verschiedener Dotierungen realisiert werden. Die dritte und zuvor schon angesprochene Möglichkeit besteht darin, Halbleiter zu benutzen, die schon aufgrund der Kristallstruktur eine intrinsische Inversionsasymmetrie bieten (*“bulk inversion asymmetry”* BIA), wie es zum Beispiel bei den angesprochenen Zinkblendestrukturen der Fall ist.

Am Beispiel von GaAs soll nun die Spin-Bahn-Kopplung und das daraus resultierende Bänderschema detaillierter betrachtet werden. Das fehlende Inversionszentrum führt in erster Ordnung bei p/m_0c zu folgender Spin-Bahn-Kopplung bei einem Leitungsband-Elektron [Dre55]:

$$\hat{H}_{\text{SBK}} = \frac{\hbar}{4m_0^2c^2} (\hat{\boldsymbol{\sigma}} \times \nabla \hat{V}_0(\mathbf{r})) \cdot \hat{\mathbf{p}}, \quad (2.6)$$

wobei $\hat{\boldsymbol{\sigma}} = (\hat{\sigma}_x, \hat{\sigma}_y, \hat{\sigma}_z)$ den Operator der Pauli-Spin-Matrizen, $\hat{V}_0(\mathbf{r})$ das Kristall-Potential beziehungsweise $\nabla \hat{V}_0(\mathbf{r})$ das effektive elektrische Feld und $\hat{\mathbf{p}}$ den Impulsoperator darstellen.

2.1.2.2 Elektronenzustände im 4-Bänder Modell

Das konkrete Energiebandschema und die Energieeigenzustände, die für die optische Ausrichtung von Elektronenspins mittels Photonen notwendig ist, lassen sich nun mittels des Hamilton-Operators für ein Bandedlektron in einem idealen Volumenhalbleiter-Kristall ohne externe Felder berechnen, indem einfach der Hamilton-Operator der Spin-Bahn-Wechselwirkung zu den Hamilton-Operator eines Elektrons in einem Kristall-Potential addiert wird ([Dre55], [Kan56]):

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{\text{SBK}} = \frac{\hat{p}^2}{2m_0} + \hat{V}(\mathbf{r}) + \frac{\hbar}{4m_0^2c^2} (\hat{\boldsymbol{\sigma}} \times \nabla \hat{V}_0(\mathbf{r})) \cdot \hat{\mathbf{p}}. \quad (2.7)$$

An dieser Stelle soll auf die angeführten Zitate verwiesen werden und nur der grobe Lösungsweg mit den wichtigsten Ergebnissen aufgezeigt werden. Für ein periodisches Potential wie dem Kristall-Potential wird das Eigenwert-Problem mit Hilfe der stationären Schrödinger-Gleichung und den über das Kristall-Volumen normalisierten Blochwellen-Funktionen gelöst [Zaw71]:

$$\hat{H}_0 \Psi_{\mathbf{k}m_j}^n(\mathbf{r}) = \varepsilon_{m_j}^n(\mathbf{k}) \Psi_{\mathbf{k}m_j}^n(\mathbf{r}) \text{ mit } \Psi_{\mathbf{k}m_j}^n(\mathbf{r}) = \left(\frac{1}{V} \right)^{\frac{1}{2}} u_{\mathbf{k}m_j}^n(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}), \quad (2.8)$$

n bezeichnet dabei das Band. In diesem Fall werden entsprechend dem Modell von Kane vier Bänder, drei Valenzbänder und das Leitungsband herangezogen. Im Bereich optischer Anregungen, die um den Γ -Punkt stattfinden, liefert das Modell hervorragende Ergebnisse. Das heißt, es gibt auch nur vier Basisfunktionen aus deren Linearkombinationen sich die Eigenfunktionen schreiben lassen. m_j stellt die Projektion des gesamten Drehimpulses auf die z -Achse dar. Bei der $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Methode werden nun an der Stelle $\mathbf{k} = 0$ die \mathbf{k} -abhängigen Blochwellen-Amplituden durch \mathbf{k} -unabhängige Blochwellen-Amplituden dargestellt. Die Blochwellen-

Amplituden für die Wellenfunktion aus Gleichung (2.8) entsprechen dabei verschiedenen Spin-Richtungen und sind für das Leitungsband-Elektron wie folgt gegeben:

$$u_{\frac{1}{2}}^{\text{Lb}} = |S \uparrow\rangle \text{ und } u_{-\frac{1}{2}}^{\text{Lb}} = |S \downarrow\rangle. \quad (2.9)$$

S wird dabei als Teil der Luttinger-Kohn-Amplituden [Lut55] bezeichnet und stellt den Koordinatenteil einer s -artigen Blochwellen-Amplitude dar. Das bedeutet es ist eine invariante Funktion unter symmetrischen Kristall-Transformationen, in Analogie zu den atomaren s -Wellenfunktionen. Das Leitungsband ist also s -artig mit $j=1/2$.

Der Hamilton-Operator kann auf diese Weise diagonalisiert werden und die Energie-Eigenwerte können berechnet werden. Die Energie-Dispersionsrelation für das Leitungsband lässt sich um den Γ -Punkt herum parabolisch und isotrop nähern und ergibt mit der effektiven Leitungsbandelektronenmasse:

$$\varepsilon_{\pm\frac{1}{2}}^{\text{Lb}}(\mathbf{k}) = \varepsilon_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{\text{Lb}}^*}. \quad (2.10)$$

Der Energie-Nullpunkt ist dabei auf der höchsten Stelle des Valenzbandes bei $k=0$ definiert (siehe Abbildung 5). Die effektive Leitungsbandelektronenmasse ist im Falle von GaAs richtungsunabhängig $m_{\text{Lb}}^*(\Gamma_6) = 0,067m_0$ [Vur01].

Die Wellenfunktionen für die zwei entarteten Valenzbänder $n = \text{Sl}$ und $n = \text{Ll}$ sind wie folgt gegeben [Mei84], wobei die Koeffizienten $\chi_{m_j^* m_j}^n$ die Anteile der Linearkombinationen der ursprünglichen Basisfunktionen angeben. Dadurch wird auch eine Nomenklatur-Änderung der Drehimpuls-Projektionsvariablen m_j in m_j^* notwendig:

$$\Psi_{\mathbf{k}m_j^*}^n(\mathbf{r}) = \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \sum_{m_j} \chi_{m_j^* m_j}^n(\mathbf{k}) u_{m_j}^n, \quad (2.11)$$

dabei gilt $m_j^* = \pm 3/2$ für das Schwerlochband (SL) und $m_j^* = \pm 1/2$ für das Leichtlochband. Beide Bänder sind p -artig mit $j = 3/2$. Für das durch die Spin-Bahn-Kopplung abgetrennte Valenzband ist die Wellenfunktion wie folgt gegeben:

$$\Psi_{\mathbf{k}m_j^*}^{\text{SO}}(\mathbf{r}) = \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \sum_{m_j} \chi_{m_j^* m_j}^n(\mathbf{k}) u_{m_j}^n, \quad (2.12)$$

hierbei ist $M = \pm 1/2$ und $j = 1/2$, also auch wieder ein p -artiges Band. Eine Auflistung der Bänder und der dazugehörigen Blochwellen-Amplituden ist in der nachfolgenden Tabelle enthalten, wobei X , Y und Z wieder Teile der Luttinger-Kohn-Amplituden darstellen, allerdings spiegeln sie diesmal die Koordinatenanteile von p -artigen Blochwellen-Amplituden wider und transformieren wie die kartesischen Koordinaten x , y und z [Lut55]:

Symmetrie	Band	Zustand $ j, m_j\rangle$	Blochwellen-Amplituden
Γ_6	Lb	$ \frac{1}{2}, \frac{1}{2}\rangle$	$ S \uparrow\rangle$
		$ \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle$	$ S \downarrow\rangle$
Γ_7	SO	$ \frac{1}{2}, \frac{1}{2}\rangle$	$-\sqrt{\frac{1}{3}}(X + iY) \downarrow - \sqrt{\frac{1}{3}}Z \uparrow$
		$ \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle$	$-\sqrt{\frac{1}{3}}(X - iY) \uparrow + \sqrt{\frac{1}{3}}Z \downarrow$
Γ_8	Sl	$ \frac{3}{2}, \frac{3}{2}\rangle$	$-\sqrt{\frac{1}{2}}(X + iY) \uparrow$
		$ \frac{3}{2}, -\frac{3}{2}\rangle$	$\sqrt{\frac{1}{2}}(X - iY) \downarrow$
	Ll	$ \frac{3}{2}, \frac{1}{2}\rangle$	$-\sqrt{\frac{1}{6}}(X + iY) \downarrow + \sqrt{\frac{2}{3}}Z \uparrow$
		$ \frac{3}{2}, -\frac{1}{2}\rangle$	$\sqrt{\frac{1}{6}}(X - iY) \uparrow + \sqrt{\frac{2}{3}}Z \downarrow$

Tabelle 1: Blochwellen-Amplituden in GaAs für drei Valenzbänder und ein Leitungsband.

Die Energie-Dispersionsrelationen für die Valenzbänder lassen sich in der Nähe des Γ -Punkts ebenfalls parabolisch und isotrop nähern und ergeben mit den dazugehörigen effektiven Elektronenmassen:

$$\varepsilon_{\pm\frac{3}{2}}^{\text{Sl}}(\mathbf{k}) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{\text{Sl}}^*} \text{ bzw. } \varepsilon_{\pm\frac{1}{2}}^{\text{Ll}}(\mathbf{k}) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{\text{Ll}}^*} \text{ und } \varepsilon_{\pm\frac{1}{2}}^{\text{SO}}(\mathbf{k}) = -\Delta_{\text{SBK}} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{\text{SO}}^*}. \quad (2.13)$$

Die effektiven Valenzbänder-Elektronenmassen im Falle von GaAs (z. B. [Vur01], [Mad03]) betragen $m_{\text{Sl}}^*(\Gamma_8) = -0,75 \cdot m_0$ und $m_{\text{Ll}}^*(\Gamma_8) = -0,082 \cdot m_0$ in (111) Kristallrichtung beziehungsweise $m_{\text{Sl}}^*(\Gamma_8) = -0,34 \cdot m_0$ und $m_{\text{Ll}}^*(\Gamma_8) = -0,094 \cdot m_0$ in (100) Kristallrichtung. Für das Spin-Bahn getrennte Band wird generell $m_{\text{SO}}^*(\Gamma_7) = -0,172 \cdot m_0$ angegeben.

2.1.2.3 Optische Auswahlregeln und optische Orientierung (Spininjektion)

Die bisher beschriebenen Elektronenzustände beziehen sich ausschließlich auf die Situation im Festkörper. An dieser Stelle soll nun die Wechselwirkungen mit den Photonen beschrieben werden, die zu den optischen Auswahlregeln, also den erlaubten optischen Übergängen im Halbleiter und schließlich zu der optischen Ausrichtung der Ladungsträgerspins führen [Pie76].

Sei ein quantenmechanischer Anfangszustand $|a\rangle$ (Eigenzustand) und ein dazugehöriger Endzustand $|e\rangle$ (Eigenzustand) gegeben, so besteht ein Zusammenhang zwischen dem Quanten-Übergang von dem Anfangs- in den Endzustand und dem klassischen Dipol. Allgemein ist die Frequenz ω_{ea} und die Amplitude des Dipolmoments, das dem Übergangsmatrixelement entspricht, dabei wie folgt gegeben:

$$\omega_{\text{ea}} = \frac{(\varepsilon_e - \varepsilon_a)}{\hbar} \text{ und } \mathbf{D}_{\text{ea}} = \langle e | \hat{\mathbf{D}} | a \rangle, \quad (2.14)$$

wobei $\hat{\mathbf{D}}$ den Operator des Dipolmoments darstellt. Nun wird ein Hamilton-Operator angenommen, der aus einem exakt lösbaeren Anteil \hat{H}_0 (siehe Kapitel 2.1.2.2) für den Halbleiter und

einem durch die Lichteinwirkung hervorgerufenen Stör-Operator $\hat{V}(t)$ besteht, der einer kleinen Störung des Gesamtsystems entspricht:

$$\hat{H}(t) = \hat{H}_0 + \hat{V}(t). \quad (2.15)$$

Damit kann das Übergangsmatrixelement wie folgt geschrieben werden, wobei der Stör-Operator für die verschiedenen Polarisationszustände des Lichtes in eine Darstellung mittels Luttinger-Kohn-Amplituden gebracht werden kann, damit der Stör-Operator proportional zu den entsprechenden Kombinationen dieser Amplituden ist [Mei84]:

$$\mathbf{D}_{\text{ea}} = \langle \Psi_e | \hat{V} | \Psi_a \rangle \text{ mit } \hat{V}_{\sigma^\pm} \propto X \pm iY \text{ bzw. } \hat{V}_\pi \propto Z. \quad (2.16)$$

An dieser Stelle kann mit Hilfe Fermis bekannter goldener Regel die Übergangsrate zwischen den verschiedenen Anfangs- und Endzuständen berechnet werden. Die Übergangsrate entspricht:

$$\Gamma_{a \rightarrow e} = \frac{2\pi}{\hbar} \rho \left| \langle \Psi_e | \hat{V} | \Psi_a \rangle \right|^2, \quad (2.17)$$

mit der Zustandsdichte ρ der Endzustände. Für die konkreten Übergangsraten müssen natürlich die kompletten Informationen des Anfangs-, des Endzustandes und des Stör-Operators vorliegen. An dieser Stelle ist aber in erster Linie das Verhältnis der Übergangsraten der beteiligten Zustände von Interesse, die mit der gleichen Energie angeregt werden können. Werden Übergänge in die beiden Endzustände des Leitungsbandes $|1/2, 1/2\rangle$ und $|1/2, -1/2\rangle$ betrachtet und dabei eine Lichtpolarisation von σ^+ (σ^-) eingestrahlt, so wird der Drehimpuls der σ^+ (σ^-)-Photonen vom Halbleiter absorbiert. Aufgrund der Drehimpulserhaltung gelten die folgenden optischen Auswahlregeln für die Übergänge vom Valenzband ins Leitungsband: $\Delta j = -1$ (Sl und Ll) beziehungsweise $\Delta j = 0$ (SO) und polarisationsabhängig $\Delta m_j = +1$ ($\Delta m_j = -1$). Das bedeutet, dass je nach Polarisationszustand des Lichtes nur gewisse Übergänge möglich sind. Dabei ist die Quantisierungsachse beziehungsweise die z -Achse durch die Richtung der Photonen, also durch die Wellenvektoren \mathbf{k} vorgegeben.

Im Folgenden werden nun die Übergangsraten der beiden möglichen Übergänge bei Einstrahlung von σ^+ -Photonen mit Hilfe der Gleichung (2.17) verglichen:

$$\frac{\Gamma_{-3/2 \rightarrow -1/2}}{\Gamma_{-1/2 \rightarrow 1/2}} = \frac{\left| \left\langle \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right| \hat{V} \left| \frac{3}{2}, -\frac{3}{2} \right\rangle \right|^2}{\left| \left\langle \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right| \hat{V} \left| \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle \right|^2} = \frac{\left| \langle S \downarrow | \hat{V} \left| \sqrt{\frac{1}{2}} (X - iY) \downarrow \right\rangle \right|^2}{\left| \langle S \uparrow | \hat{V} \left| \sqrt{\frac{1}{6}} (X - iY) \uparrow + \sqrt{\frac{2}{3}} Z \downarrow \right\rangle \right|^2}, \quad (2.18)$$

da jedoch der Stör-Operator nicht auf den Spin-Hilbert-Raum wirkt, ergibt sich über die Spineigenzustände und deren Normierung:

$$\begin{aligned} \frac{\Gamma_{-3/2 \rightarrow -1/2}}{\Gamma_{-1/2 \rightarrow 1/2}} &= \frac{\left| \langle \downarrow \downarrow | \langle S | \hat{V} \left| \sqrt{\frac{1}{2}} (X - iY) \right\rangle \right|^2}{\left| \langle \uparrow \uparrow | \langle S | \hat{V} \left| \sqrt{\frac{1}{6}} (X - iY) \right\rangle + \langle \uparrow \downarrow | \langle S | \hat{V} \left| \sqrt{\frac{2}{3}} Z \right\rangle \right|^2} = \\ &= \frac{\left| 1 \cdot \langle S | \hat{V} \left| \sqrt{\frac{1}{2}} (X - iY) \right\rangle \right|^2}{\left| 1 \cdot \langle S | \hat{V} \left| \sqrt{\frac{1}{6}} (X - iY) \right\rangle + 0 \cdot \langle S | \hat{V} \left| \sqrt{\frac{2}{3}} Z \right\rangle \right|^2} = \frac{\frac{1}{2} \left| \langle S | \hat{V} | (X - iY) \rangle \right|^2}{\frac{1}{6} \left| \langle S | \hat{V} | (X - iY) \rangle \right|^2} = 3. \end{aligned} \quad (2.19)$$

Eine analoge Rechnung zeigt ein Verhältnis von:

$$\frac{\Gamma_{3/2 \rightarrow 1/2}}{\Gamma_{1/2 \rightarrow -1/2}} = \frac{\left| \left\langle \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right| \hat{V} \left| \frac{3}{2}, \frac{3}{2} \right\rangle \right|^2}{\left| \left\langle \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right| \hat{V} \left| \frac{3}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle \right|^2} = 3, \quad (2.20)$$

bei Einstrahlung von σ^- -Photonen. Das bedeutet, dass jeweils ein Spinzustand bevorzugt ausgerichtet wird, je nach Polarisationszustand des eingestrahnten Lichts. Somit kann eine Spinpolarisation optisch erzeugt (ausgerichtet) werden. Eine visuelle Zusammenfassung sämtlicher Übergänge und deren Verhältnisse von Übergangsraten ist in [Abbildung 8](#) zu finden.

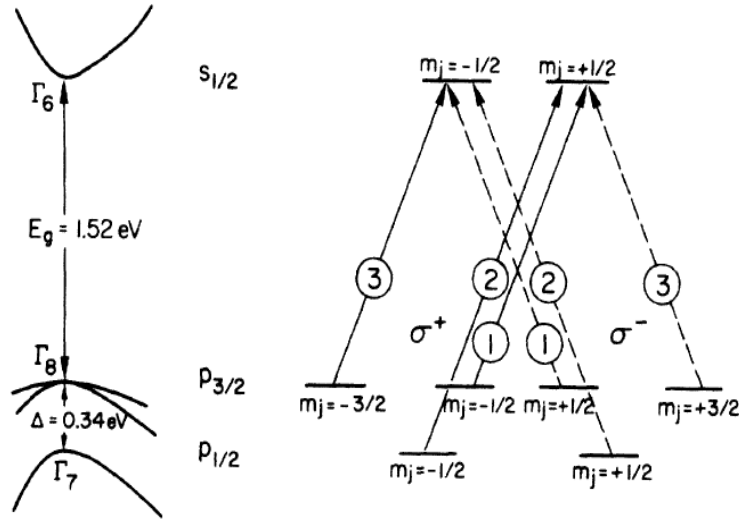


Abbildung 8: Links: Dispersionsrelation von GaAs in der Nähe von $k=0$. Rechts: An der Stelle $k=0$ entartete Energiezustände mit den jeweiligen Quantenzahlen und den erlaubten optischen Übergängen mit den dazugehörigen relativen Übergangswahrscheinlichkeiten. Die Bandlücke ist mit E_g bezeichnet, die Absplittings-Energie mit Δ . Aus [\[Pie76\]](#).

Der nächste offene Punkt ist natürlich, wie sich diese verschiedenen Übergangsraten zu einer Spinpolarisation der Elektronen im Leitungsband addieren können. Dies wird durch die Definition der Spinpolarisation mittels der Anzahl oder Dichte an ausgerichteten Spins (Spin-oben n_\uparrow bzw. Spin-unten n_\downarrow) geklärt, die wie folgt gegeben ist [\[Zut04\]](#):

$$P_s = \frac{n_\uparrow - n_\downarrow}{n_\uparrow + n_\downarrow} \Rightarrow P_s(\sigma^+) = \frac{1-3}{1+3} = -\frac{1}{2} \text{ und } P_s(\sigma^-) = \frac{3-1}{3+1} = \frac{1}{2}, \quad (2.21)$$

also lässt sich optisch eine maximale Spinpolarisation von $|P_s| = 50\%$ erreichen. Die Richtung der Spinpolarisation, genau genommen die Projektion des Spins auf die Quantisierungsachse z beziehungsweise in Richtung \mathbf{k} der Einstrahlung, ist dabei antiparallel für σ^+ -Photonen und parallel für σ^- -Photonen.

An dieser Stelle können aus Gründen der Vollständigkeit noch zwei weitere Fälle betrachtet werden. Zum einen die Einstrahlung von π -Photonen, also linear polarisiertem Licht. Dieses kann in der Basis von zirkular polarisiertem Licht in σ^+ - und σ^- -Photonen zerlegt werden. Das Ergebnis ergibt einen gleich großen Anteil dieser beiden Polarisationen. Das wiederum bedeutet für die Spinpolarisation im Halbleiter, dass sich diese wie folgt auslöscht:

$$P_s(\pi) = \frac{1}{2}P_s(\sigma^+) + \frac{1}{2}P_s(\sigma^-) = -\frac{1}{2} + \frac{1}{2} = 0. \quad (2.22)$$

Zum anderen wurde bisher nur der Fall betrachtet, dass mit einer Energie von $E \approx \varepsilon_g$ angeregt wird und daher die Übergänge des SO-Bandes, das durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung energetisch um $\Delta_{\text{SBK}}(T = 0 \text{ K}) = 0,344 \text{ eV}$ getrennt ist, vernachlässigt werden können. In der Realität ist die Bandbreite zum Beispiel auch beim Einsatz von Ultrakurzzeit-Lasern deutlich geringer als diese Energie, so dass bei Bedarf wirklich nur die Schwer- und Leichtlochband-Übergänge angeregt werden können. Wird nun aber der Fall betrachtet, dass mit einer Energie von $E \geq \varepsilon_g + \Delta_{\text{SBK}}$ angeregt wird oder die Spin-Bahn-Kopplung sehr klein $\Delta_{\text{SBK}} \rightarrow 0 \text{ eV}$ ist, so müssen diese Übergänge mit in Betracht gezogen werden. Analoge Rechnungen mit Hilfe der Bloch-Amplituden entsprechend der Gleichung (2.19) ergeben:

$$\frac{\Gamma_{-1/2(j=1/2) \rightarrow -1/2}}{\Gamma_{-1/2(j=3/2) \rightarrow -1/2}} = \frac{\left| \left\langle \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right| \hat{V} \left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle \right|^2}{\left| \left\langle \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right| \hat{V} \left| \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle \right|^2} = 2 = \frac{\left| \left\langle \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right| \hat{V} \left| \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle \right|^2}{\left| \left\langle \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right| \hat{V} \left| \frac{3}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle \right|^2} = \frac{\Gamma_{1/2(j=1/2) \rightarrow -1/2}}{\Gamma_{1/2(j=3/2) \rightarrow -1/2}}. \quad (2.23)$$

Für die Spinpolarisation $P_{s,\text{SO}}$ unter Einbeziehung des SO-Bands müssen nun jeweils alle drei Verhältnisse der Übergangsraten pro Polarisationszustand des Lichtes betrachtet werden. Damit ergibt sich mit der Definition aus der Gleichung (2.22):

$$P_s = \frac{n_\uparrow - n_\downarrow}{n_\uparrow + n_\downarrow} \Rightarrow P_{s,\text{SO}}(\sigma^+) = \frac{(1+2)-3}{(1+2)+3} = 0 = \frac{3-(1+2)}{3+(1+2)} = P_{s,\text{SO}}(\sigma^-). \quad (2.24)$$

Damit ist also ein klarer Beweis vorhanden, dass für die optische Ausrichtung von Spinzuständen eine Spin-Bahn-Kopplung in ausreichender Stärke vorhanden sein muss. Ansonsten ist eine Spinpolarisation der Leitungsbandelektronen nicht möglich, da eine gleichzeitige Anregung von Übergängen aller drei Lochbänder über die Verteilung der Übergangswahrscheinlichkeiten in einer gleichmäßigen Ausrichtung der beiden Spinzustände im Leitungsband resultiert.

Im Experiment wird nun die optische Ausrichtung dazu benutzt in sehr kurzer Zeit eine Spinpolarisation zu schaffen, die dann den Anfangszustand darstellt und dessen Evolution im Folgenden untersucht wird. Dies kann zum Beispiel mit Hilfe von gepulsten Ultrakurzzeit-Lasern geschehen, die mit einem zirkular polarisierten Puls im Piko- oder Femtosekunden-Bereich lokal eine transiente Spinpolarisation generieren. In der [Abbildung 9](#) ist die typische optische Spin-Injektion für die beiden Polarisationszustände des Pump-Lasers grafisch als Zusammenfassung dargestellt.

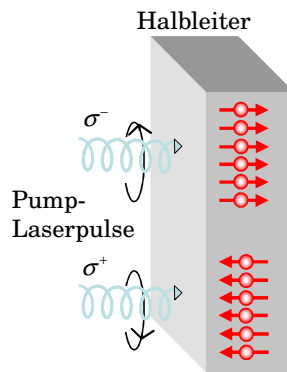
Optische Orientierung:

Abbildung 9: Optische Ausrichtung von Elektronenspins (rot) am Beispiel von GaAs mit Hilfe von zirkular polarisierten Pump-Laserpulsen (türkis).

2.1.3 Unterschiedliche Spinsysteme in einem Halbleiter

Im Rahmen dieser Arbeit werden je nach Situation verschiedene Spinsysteme betrachtet, die in den entsprechenden experimentellen Kapiteln auch näher erläutert werden. An dieser Stelle sei hier nur der Hinweis erbracht, dass sich in einem Halbleiter verschiedene Teilchen mit einem magnetischen Moment beziehungsweise einem Spin befinden. Wie in Kapitel 2.1.2.3 zuvor beschrieben, ist das am häufigsten untersuchte Spinsystem natürlich das der Elektronen. Aber selbst dieses Spinsystem besteht bei genauerer Betrachtung im Sinne der Spindynamik aus verschiedenen Spin-Subsystemen. Wird als Maßstab für die Spindynamik der g -Faktor und die daraus resultierende Präzessionsfrequenz und die Spinrelaxationsmechanismen und -zeiten herangezogen, so entdeckt man schon innerhalb verschiedener Elektronenzustände starke Unterschiede. So gibt es in einem Halbleiter wie zum Beispiel GaAs die „heißen“ Elektronen (*“hot electrons”*), die sich durch eine große kinetische Energie (Überschussenergie) im Leitungsband auszeichnen und dementsprechend natürlich sehr mobil sind. Aufgrund der hohen Stoßrate und der Energierelaxation besitzen diese Elektronenzustände eine im Vergleich zu bandkantennahen freien Elektronen deutlich kürzere Spinrelaxationszeit und einen vom Betrag erhöhten g -Faktor (siehe Kapitel 4.3.1). Die niedrigste Energie dagegen besitzen die gebundenen Elektronen (lokalisiert), die allerdings mit Abstand die höchsten Spinrelaxationszeiten besitzen (siehe Kapitel 4.3.1). Bei diesem Vergleich liegen energetisch gesehen in der Mitte die freien bandkantennahen Elektronen mit vernachlässigbarer Überschussenergie. Natürlich sind diese verschiedenen Elektronenspinsysteme miteinander verbunden, so kann zum Beispiel ein „heißes“ Elektron energetisch zu einem freien bandkantennahen Elektron und dann schließlich auch zu einem Donator gebundenen Elektron relaxieren.

Ein weiteres Spinsystem innerhalb des Halbleiters bilden die Kernspins, da viele Atome oder auch Fremdatome beziehungsweise Dotier-Atome einen Kernspin besitzen. Dieses Kernspinsystem koppelt wiederum an das Elektronensystem, besonders stark dabei an die lokalisierten Elektronen. Damit wird zum einen ein weiterer Kanal der Spinrelaxation für die Elektronen eröffnet (siehe Kapitel 4.3.4.3) und zum anderen spüren die Elektronen bei ausgerichteten Kernspins ein effektives Feld, dass wiederum die Elektronenspindynamik beeinflusst.

Dazu soll noch darauf hingewiesen werden, dass nicht nur die Leitungsbandelektronen durch diesen Prozess der optischen Spininjektion spinpolarisiert werden, sondern auch die im

Valenzband zurückbleibenden Löcher besitzen natürlich einen definierten Spin. Aufgrund der Entartung des Leicht- und Schwerlochbandes und der daraus resultierenden Vermischung geht die Spinpolarisation der Löcher allerdings extrem schnell verloren [Oes96]. Nur in speziell präparierten Systemen wie Quantenpunkten (z. B. [Zin05]), Quantenfilmen (z. B. [Cam01]) oder zum Beispiel in p -dotiertem GaN (Wurtzit-Kristallisationsstruktur z. B. [Hu05]) lassen sich annehmbare Löcherspin-Relaxationszeiten realisieren, wobei in diesen Systemen jeweils die Entartung der Valenzbänder aufgehoben wird.

Abbildung 10 zeigt für n -dotiertes GaAs im Falle einer optischen Spinausrichtung schematisch die verschiedenen wesentlichen Wechselwirkungen der Elektronen- und Kernspins untereinander und mit dem Kristallgitter. Eine Polarisation der Löcherspins soll dabei aus den genannten Gründen nicht betrachtet werden.

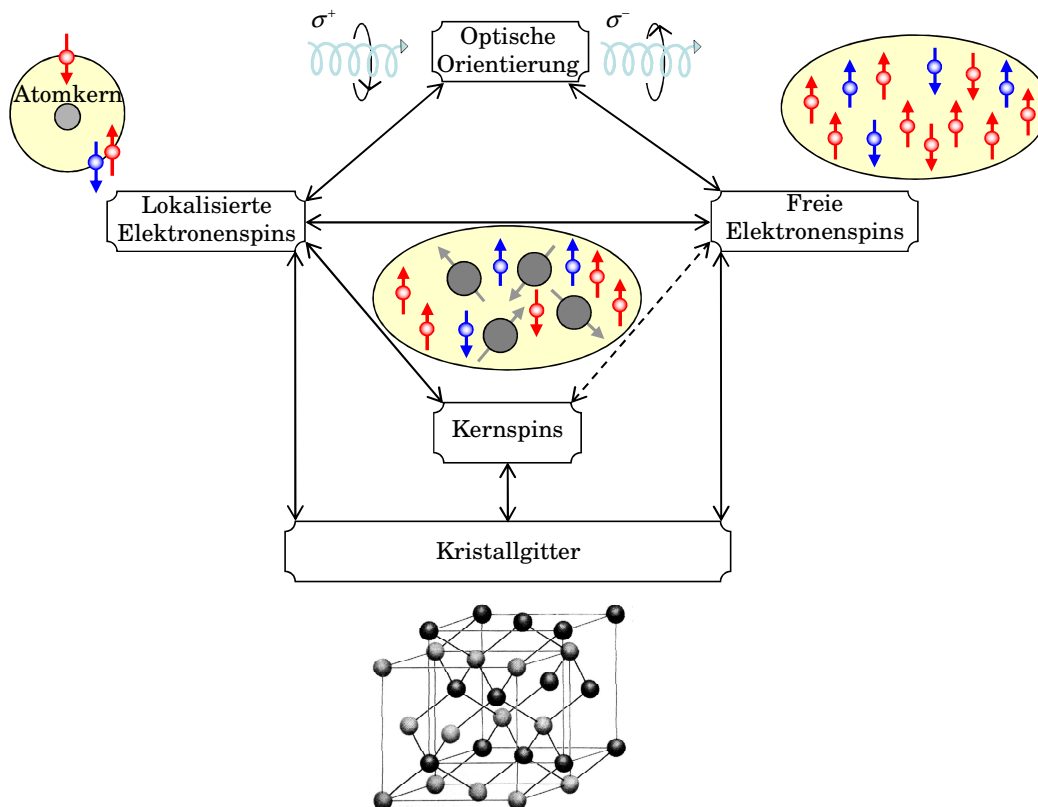


Abbildung 10: Verschiedene Spinsysteme bzw. deren Wechselwirkungen am Beispiel von GaAs in Anlehnung an [Hei04]. Elektronenspins (rot), Lochspins (blau), Kernspins (dunkelgrau)

Zum Abschluss dieses Kapitels soll noch erwähnt werden, dass durch gezieltes Einbringen von Fremdatomen, die ein magnetisches Moment ungleich null besitzen, auch dieses Spinsystem eine interessante Spindynamik aufweist. Ein prominentes Beispiel dazu sind die Mn^{2+} -Spins zum Beispiel in CdZnMnSe -Halbleitern. Dort entstehen wiederum neue Spinrelaxations-Kanäle und Wechselwirkungen, wie zum Beispiel die indirekte Ausrichtung der Mn^{2+} -Spins durch zuvor optisch orientierte Ladungsträgerspins. Für eine detaillierte Diskussion der Prozesse in diesem Spinsystem wird auf das Kapitel 7.1.2 verwiesen.

2.2 Kohärente Spindynamik

Nachdem im vorherigen Kapitel 2.1.2 die Erzeugung einer Spinpolarisation erläutert wurde, beschäftigen sich die folgenden Abschnitte, wie auch dem Titel zu entnehmen ist, um die Diskussion von dynamischen, das bedeutet also zeitlich variierenden, Prozessen an denen Spinzustände beteiligt sind. Geschehen diese Prozesse mit einer festen Phasenbeziehung zu einander, so spricht man von kohärenten Prozessen. Im Gegensatz dazu gibt es auch inkohärente Prozesse, bei denen verschiedene Spinzustände unabhängig voneinander, also ohne feste Phasenbeziehung zueinander agieren. Eine bekannte Analogie zur Verdeutlichung kohärenter und inkohärenter Prozesse gibt es bei den Photonen in Form von kohärenten Laserstrahlen und inkohärentem thermischen Glühlicht.

Da zum Beispiel die Elektronenspins direkt mit einem magnetischen Moment verbunden sind, ist die erste Frage, die geklärt werden soll, wie sich ein freier Elektronenspin in einem äußeren Magnetfeld verhält. Die in einer solchen Situation entstehende Präzessionsbewegung definiert eine der beiden wichtigsten Kenngrößen innerhalb der kohärenten Spindynamik, nämlich die Präzessions- beziehungsweise Larmorfrequenz.

Ein kohärentes Spinensemble ist ein künstlich erzeugter nicht Gleichgewichtszustand und obliegt als solcher natürlich einem Zerfall, der Spinrelaxation beziehungsweise Spindephasierung. Dadurch definiert sich die zweite wichtige Kenngröße der Spindynamik, die Spinrelaxationszeit, die je nach Situation Spinlebensdauer oder Spindephasierungszeit genannt wird. Diese unterliegt komplexen Mechanismen, in Abhängigkeit zum Beispiel von dem Material, der Temperatur, dem Energiebereich und vielen mehr, auf die in dem Abschnitt Spindephasierungsmechanismen eingegangen wird (siehe Kapitel 4.3).

Mit Hilfe dieser beiden Parameter, Präzessionsfrequenz und Spinrelaxationszeit, lassen sich dementsprechend auch kohärente Spinzustände hervorragend beschreiben. Auf die unterschiedlichsten Möglichkeiten, Einfluss auf diese elementaren Parameter auszuüben, wird in den späteren Kapiteln sowohl theoretisch als auch mittel experimenteller Ergebnisse eingegangen.

Im Allgemeinen wird in dieser Arbeit meistens der Begriff des Spinvektors benutzt, wenn von „dem Spin“ die Rede ist. Der einheitenlose Spinvektor ist definiert als der Erwartungswert des folgenden Operators und wird deshalb so genannt, da er die Richtung des Spins angibt, indem die Spin-Erwartungswerte aller Raumkomponenten angegeben werden.

$$\text{Spin} = \frac{1}{\hbar} \langle \hat{\mathbf{S}} \rangle = \frac{1}{\hbar} \begin{pmatrix} \langle \hat{S}_x \rangle \\ \langle \hat{S}_y \rangle \\ \langle \hat{S}_z \rangle \end{pmatrix} \quad (2.25)$$

2.2.1 Elektronenspins in einem Magnetfeld

Wie zu Beginn des Kapitels angedeutet, ist das magnetische Moment eines Teilchens mit seiner Ladung und seinem Drehimpuls verbunden. Schon klassisch, rein aus der Tatsache, dass ein geladenes Teilchen (Ladung q , Masse m) mit einem Drehimpuls einem Kreisstrom entspricht und damit ein magnetisches Feld erwirkt, gilt $\boldsymbol{\mu} = q/2m \mathbf{L}$. Wird ein freies Elektron betrachtet, so

besitzt es keinen Bahndrehimpuls, also $\mathbf{L} = 0$ und damit auch kein magnetisches Moment $\mu_l = 0$, das aus dem Bahndrehimpuls resultiert.

Neben dem Bahndrehimpuls existiert aber auch noch der aus der Quantenmechanik stammende intrinsische Eigendrehimpuls, der Spin. Dieser wurde von Pauli 1925 aufgrund einer beobachteten Feinstrukturaufspaltung bei Wasserstoffspektren gefordert und wird für Spin-1/2-Teilchen innerhalb der Dirac-Gleichungen, einer relativistischen „Erweiterung“ der Schrödinger-Gleichung, aus dem Jahre 1927 beschrieben.

In Analogie zu dem Bahndrehimpuls wird dieser Eigendrehimpuls innerhalb einer sehr vereinfachten und ungenauen Vorstellung mit einer Eigendrehung eines geladenen Teilchens und einem daraus resultierendem Kreisstrom beziehungsweise magnetischen Momentes in Verbindung gebracht. Für dieses klassische Modell gilt dementsprechend:

$$\mu_s = -\frac{e}{2m_e} \mathbf{S}. \quad (2.26)$$

Das Minuszeichen resultiert aus der negativen Ladung des Elektrons. Bei einem halbklassischen Ansatz mit einem quantisierten Eigendrehimpuls ergibt sich daher für die Beträge:

$$\mu = -\frac{e}{2m_e} S = -\frac{e}{2m_e} \hbar \sqrt{s(s+1)} = -\mu_B \sqrt{s(s+1)}. \quad (2.27)$$

In dem Fall, dass wie üblich die Quantisierungsachse in der z -Richtung liegt, ergibt sich für die Projektion auf diese Achse (m_s) ein magnetisches Moment von:

$$\mu_z = -\frac{e}{2m_e} \hbar m_s = -\mu_B m_s \text{ mit } \mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = 9,27 \cdot 10^{-24} \frac{\text{J}}{\text{T}}. \quad (2.28)$$

Aufgrund von experimentellen Messungen hat sich allerdings gezeigt, dass die Annahme eines um die eigene Achse drehenden Elektrons zu rudimentär ist und der Eigendrehimpuls keine klassische Analogie besitzt. Dies wird unter anderem dadurch belegt, dass der gemessene Wert des magnetischen Moments um den Faktor 2 zu hoch ausfällt, wie bereits von der quantenmechanischen Dirac-Gleichung vorhergesagt. Aus diesem Grund wurde das gyromagnetische Verhältnis $\gamma = g\mu/\hbar = gq/2m$ definiert, mit dem Landé'schen g -Faktor. Der g -Faktor ist ein Kopplungsparameter zwischen dem magnetischen Moment und dem Spin des Teilchens, also ein Faktor, der angibt, ob sich ein Spin stärker oder schwächer auf das magnetische Moment auswirkt als ein in der Größe gleicher Bahndrehimpuls. Der g -Faktor besitzt für freie Elektronen sowohl in der Theorie ([Gab06]) als auch in den Experimenten ([Odo06]) einen Wert von $g_0 = 2,00231930436$ und repräsentiert damit eine der genauesten Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie innerhalb der Naturwissenschaften. Die Abweichung zur Dirac-Theorie lässt sich durch Einbeziehung der Quantenelektrodynamik (QED), in diesem Fall durch die Erzeugung und Vernichtung von Photonen und Elektronen-Positronen-Paaren erklären und wird als anormales magnetisches Moment bezeichnet (z. B. [Bro04]).

Besonders in Festkörperkristallen fällt dieser Parameter stark unterschiedlich aus. Das liegt daran, dass die Elektronenwellenfunktionen natürlich eine starke Abhängigkeit von den sie umgebenden Kristallstrukturen aufweisen (siehe Kapitel 2.1.1.2), die sich je nach Materialsystem stark unterscheiden können. Er kann dort sowohl negative Werte, wie zum Beispiel in GaAs $g_{\text{GaAs}} = -0,44$ (siehe Kapitel 4.3.1), als auch vom Betrag sehr hohe Werte annehmen, zum Beispiel in InSb $g_{\text{InSb}} = -51,3$ oder PbTe $g_{\text{PbTe}, \parallel} = 60,0$ (z. B. [Mad03]). Dazu muss der g -Faktor nicht zwingend isotrop sein, oftmals ist er bezüglich einer Vorzugsrichtung (z. B. Wachstumsrichtung) unterteilt (z. B. senkrecht oder parallel zur Vorzugsrichtung). So gilt zum Beispiel in

PbTe: $g_{\text{PbTe}, \parallel} = 60,0 \neq g_{\text{PbTe}, \perp} = 17,5$ (z. B. [Mad03]). Letzteres gilt natürlich speziell auch in niedrigdimensionalen Systemen. Speziell die Kopplung zwischen den Eigendrehimpulsen und dem Bahndrehimpuls (Spin-Bahn-Kopplung) spielt hier eine wesentliche Rolle. Im Allgemeinen kann festgehalten werden, dass die Spin-Bahn-Kopplung beziehungsweise die Kopplung der Elektronen an das Kristallgitter und damit die Abweichung von dem Modell des freien Elektronengases umso stärker ist, desto größer die Abweichung von g_0 ist.

Die korrekte quantenmechanische Operator Schreibweise lautet dementsprechend für das magnetische Moment eines Spins:

$$\hat{\mu} = \gamma \hat{\mathbf{S}} = -\frac{g\mu_B}{\hbar} \hat{\mathbf{S}} \text{ bzw. } \hat{\mu}_z = \gamma \hat{S}_z = -\frac{g\mu_B}{\hbar} \hat{S}_z. \quad (2.29)$$

Für ein freies Elektron ergibt sich demnach: $\mu_z = \gamma \hbar m_s = -g_0 \mu_B m_s \approx \mp \mu_B$. Am Beispiel von GaAs bedeutet dies dagegen, dass sich das Minuszeichen aufgrund der negativen Ladung des Elektrons mit dem negativen g -Faktor aufhebt und insgesamt die Ausrichtung des magnetischen Moments und des Spins parallel sind.

Die auch klassisch gültige Beziehung für die Energie eines magnetischen Moments in einem externen Magnetfeld kann direkt in folgenden Hamilton-Operator für freie Elektronen übersetzt werden:

$$\hat{H}_{e^-, \text{frei}} = -\hat{\mu} \cdot \mathbf{B} = \frac{g_0 \mu_B}{\hbar} \hat{\mathbf{S}} \cdot \mathbf{B} \stackrel{g_0=2}{\cong} \frac{e}{m_e} \hat{\mathbf{S}} \cdot \mathbf{B}. \quad (2.30)$$

Für den typischen Fall, dass ein Magnetfeld in z -Richtung angelegt wird, $\mathbf{B} = B_{\text{ext}} \cdot \mathbf{e}_z$, gilt vereinfachend:

$$\hat{H}_{e^-, \text{frei}} = \frac{g_0 \mu_B}{\hbar} \hat{S}_z \cdot B_{\text{ext}} \cong \frac{e}{m_e} \hat{S}_z \cdot B_{\text{ext}} \quad (2.31)$$

Die Energie-Eigenwerte können hieraus direkt abgelesen werden und nehmen mit $m_s = 1/2$ bzw. $m_s = -1/2$ die nachfolgenden Werte an:

$$\mathcal{E}_{\uparrow} = \frac{g_0 \mu_B}{2} B_{\text{ext}} \text{ bzw. } \mathcal{E}_{\downarrow} = -\frac{g_0 \mu_B}{2} B_{\text{ext}}. \quad (2.32)$$

Der Energieabstand der beiden möglichen Spinzustände (*“spin splitting”*) lautet daher:

$$\Delta \mathcal{E}_{\uparrow\downarrow} = \mathcal{E}_{\uparrow} - \mathcal{E}_{\downarrow} = g_0 \mu_B B_{\text{ext}} \stackrel{g_0=2}{\cong} \frac{e\hbar}{m_e} B_{\text{ext}}. \quad (2.33)$$

Aus quantenmechanischer Sicht ist eine Energie direkt über die Proportionalitätskonstante \hbar mit der dazugehörigen Frequenz verknüpft: $\mathcal{E} = \hbar f$. Die Aufspaltungs-Energie dieser beiden Spinzustände wird nun als Larmorfrequenz¹ ω_L definiert:

$$\Delta \mathcal{E}_{\uparrow\downarrow} := \hbar f_L = \hbar \omega_L. \quad (2.34)$$

Mit Hilfe der Gleichung (2.33) lässt sich die Larmorfrequenz wie folgt in der allgemein gültigen Darstellung schreiben:

$$\omega_L = \frac{g_0 \mu_B B_{\text{ext}}}{\hbar} \stackrel{g_0=2}{\cong} \frac{e}{m_e} B_{\text{ext}}. \quad (2.35)$$

¹ Genau genommen handelt es bei der Larmorfrequenz um f_L , es hat sich allerdings allgemein durchgesetzt, die Kreisfrequenz ω_L als Larmorfrequenz zu bezeichnen.

Dass es sich hierbei ebenso um eine zu beobachtende Präzessionsfrequenz der Spinzustände handelt, wird im Folgenden erläutert. Wird nun der Zeitentwicklungs-Operator im Schrödinger-Bild auf den Hamilton-Operator angewendet, so zeigt sich mittels den Gleichungen (2.31) und (2.35), dass sich wieder bis auf die Phase die gleichen Zustände ergeben. Diese Zustände liegen daher in Richtung der Quantisierungsachse, bilden stationäre Eigenzustände und sind damit zeitinvariant:

$$\hat{U}(t, t_0) = \exp \left[-i \frac{\hat{H}_{e, \text{frei}}}{\hbar} (t - t_0) \right] \Big|_{t_0=0} = \exp \left[-i \frac{\omega_L \hat{S}_z}{\hbar} t \right]. \quad (2.36)$$

Das bedeutet aber auch, dass sich in diesem System ohne Einfluss von außen, zum Beispiel durch Streuprozesse, keine Änderung der Spinzustände ergeben kann, wenn es sich dabei um die Eigenzustände in Richtung des Magnetfelds handelt. Dagegen stellt ein Spinzustand in einem Festkörper allerdings kein isoliertes System dar und die zahlreichen äußeren Einflüsse wie Stoßprozesse, Gitterschwingungen, Wechselwirkung mit Kernspins etc. führen zu einer Vielzahl von Änderungen (Phasensprünge rotierender Spins, Umklappen von Spins etc.) teilweise auf einer sehr kurzen Zeitskala.

Ein tieferes Verständnis für die zeitliche Entwicklung eines Spins oder eines Spinensembles bringt die zeitliche Entwicklung des Spinoperators im Heisenberg-Bild. Im Falle des Hamilton-Operators eines freien Elektronenspins aus der Gleichung (2.31) und unter Berücksichtigung der allgemeinen Kommutator-Regeln ergibt sich für die zeitliche Entwicklung des Systems die nachfolgende Differentialgleichung:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \hat{\mathbf{S}} &= \frac{1}{i\hbar} [\hat{\mathbf{S}}, \hat{H}_{e, \text{frei}}] = \frac{g_0 \mu_B}{i\hbar^2} (\hat{\mathbf{S}} \cdot \hat{S}_z B_{\text{ext}} - \hat{S}_z B_{\text{ext}} \cdot \hat{\mathbf{S}}) = \frac{g_0 \mu_B}{i\hbar^2} B_{\text{ext}} \begin{pmatrix} \hat{S}_x \cdot \hat{S}_z - \hat{S}_z \cdot \hat{S}_x \\ \hat{S}_y \cdot \hat{S}_z - \hat{S}_z \cdot \hat{S}_y \\ \hat{S}_z \cdot \hat{S}_z - \hat{S}_z \cdot \hat{S}_z \end{pmatrix} = \\ &= \frac{g_0 \mu_B}{i\hbar^2} B_{\text{ext}} \begin{pmatrix} [\hat{S}_x, \hat{S}_z] \\ [\hat{S}_y, \hat{S}_z] \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{g_0 \mu_B}{\hbar} B_{\text{ext}} \begin{pmatrix} -\hat{S}_y \\ \hat{S}_x \\ 0 \end{pmatrix} = \omega_L \begin{pmatrix} -\hat{S}_y \\ \hat{S}_x \\ 0 \end{pmatrix} \text{ mit } [\hat{S}_\alpha, \hat{S}_\beta] = i\hbar \hat{S}_\gamma. \end{aligned} \quad (2.37)$$

Die Lösung dieser recht überschaubaren Differenzgleichung lässt sich konkret errechnen und ergibt unter Beachtung folgender Randbedingungen $\hat{S}_i(t=0) = \hat{S}_{i,0}$ mit $i = x, y, z$ die allgemeine Lösung für die zeitliche Entwicklung eines freien Elektronenspins:

$$\hat{\mathbf{S}}(t) = \begin{pmatrix} \hat{S}_{x,0} \cos(\omega_L t) + \hat{S}_{y,0} \sin(\omega_L t) \\ \hat{S}_{x,0} \sin(\omega_L t) - \hat{S}_{y,0} \cos(\omega_L t) \\ \hat{S}_{z,0} \end{pmatrix}. \quad (2.38)$$

Es können nun grundsätzlich zwei unterschiedliche Geometrien betrachtet werden, mit dessen Hilfe sich alle möglichen Fälle mittels Projektion auf diese zwei Basen darstellen lassen. Diese beiden Geometrien werden in den folgenden Abschnitten detaillierter thematisiert. Das ist zum einen die Faraday-Geometrie, bei der die Spins parallel zu der Quantisierungsachse, die auch der Richtung des angelegten Magnetfeldes entspricht, ausgerichtet beziehungsweise erzeugt werden. Zum andern existiert noch die Voigt-Geometrie, bei der die Spins in der Ebene senkrecht dazu ausgerichtet sind beziehungsweise werden.

Der Übergang von einem freien Elektron zu einem Elektron im Festkörper beziehungsweise im Speziellen zu einem Halbleiter wird in Analogie zu dem Prinzip der effektiven Massen vollzogen. Das heißt, so wie die komplette Kopplung und damit der Unterschied zwischen freien und im Festkörper gebundenen Elektronen in der effektiven Masse der Elektronen verarbeitet wird, wird hier die komplette Festkörperkopplung in dem g -Faktor umgesetzt. Wenn dazu das korrekte Magnetfeld \mathbf{B} im Festkörper angenommen wird, gelten sämtliche Beziehungen dieses Abschnittes auch für Elektronen im Festkörper. Zudem gelten diese Beziehungen auch für andere Spins (Löcherspins, Kernspins, Spins magnetischer Fremdatome etc.), wenn die jeweiligen Ladungen, effektiven Massen und g -Faktoren zugrunde gelegt werden.

In einem Halbleiter mit nicht zentralsymmetrischer Kristallanordnung lässt sich die Spin-Bahn-Kopplung der Gleichung (2.4) nun wie folgt erweitern [Aws02]:

$$\hat{H}_{\text{SBK}} = \frac{g\mu_B}{\hbar} \mathbf{B}_{\text{eff}}(\mathbf{k}) \cdot \hat{\mathbf{S}} = \boldsymbol{\omega}(\mathbf{k}) \cdot \hat{\mathbf{S}} = \frac{\hbar}{2} \hat{\boldsymbol{\sigma}} \cdot \boldsymbol{\omega}(\mathbf{k}), \quad (2.39)$$

wobei für das zweite Gleichheitszeichen der Gleichung (2.39) das effektive Magnetfeld durch einen daraus resultierenden Larmor-Präzessionsvektor $\boldsymbol{\omega}(\mathbf{k})$ ersetzt wurde. Dieser Larmor-Präzessionsvektor bildet unter anderem die Grundlage für einen der wichtigsten Spindephasierungsmechanismen (siehe Kapitel 2.2.2.2).

2.2.1.1 Faraday-Geometrie

Im Falle des einzelnen freien Elektronenspins bedeutet die Faraday-Geometrie für den Erwartungswert zum Zeitpunkt null, also zum Beispiel zum Zeitpunkt der optischen Spinausrichtung bei paralleler oder antiparalleler Ausrichtung:

$$\langle \hat{\mathbf{S}}(t=0) \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \pm \frac{1}{2} \hbar \end{pmatrix}, \quad (2.40)$$

das bedeutet, dass der Wellenvektor \mathbf{k} der Photonen, die zur optischen Spinausrichtung führen, im Festkörper *parallel* zum externen magnetischen Feld B_{ext} ausgerichtet ist, wie in [Abbildung 11](#) zu sehen. Werden die einzelnen Komponenten des Spinoperators in Gleichung (2.38) eingesetzt und ausgewertet, so folgen für die zeitliche Entwicklung des Erwartungswerts der Spinzustände sofort die Beziehungen:

$$\langle \hat{\mathbf{S}}(t) \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \pm \frac{1}{2} \hbar \end{pmatrix} \Rightarrow \langle \hat{S}_x \rangle = \langle \hat{S}_y \rangle = 0 \text{ und } \langle \hat{S}_z \rangle = \pm \frac{1}{2} \hbar = \text{const.} \quad (2.41)$$

Wie schon aus dem Schrödinger-Bild aus Gleichung (2.36) bekannt, ergibt sich ein komplett zeitunabhängiges Verhalten mit zwei stabilen Eigenzuständen, die entweder in oder entgegen der Quantisierungsachse ausgerichtet sind. Es gibt keine Komponente neben der z -Komponente und auch keine Verbindung zwischen den beiden Eigenzuständen (z. B. kein Umlappen in den anderen Eigenzustand), alles unter der Voraussetzung eines freien Elektronenspins, gleichbedeutend damit, dass es keine äußeren Einflüsse gibt. Treten äußere Einflüsse auf, die in einem realen Kristall immer vorkommen, so wird der Spinvektor in das thermodynami-

sche Gleichgewicht relaxieren. Die dazugehörige Zeitkonstante wird Spinlebensdauer oder Spinrelaxationszeit T_1 genannt, da es einem Umklappen von einem Eigenzustand zum Beispiel Spin-oben in einen anderen Eigenzustand Spin-unten bedeutet (siehe Kapitel 2.2.2.1).

Abbildung 11 zeigt für die beiden Polarisationszustände der eingestrahnten Photonen die möglichen Spinausrichtungen und die daraus resultierenden Energieaufspaltungen (Zeemann-Aufspaltung) entsprechend der Gleichung (2.34) im Falle der Faraday-Geometrie.

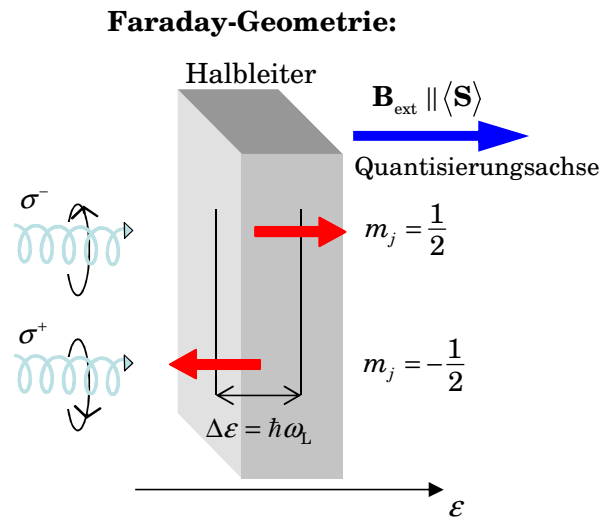


Abbildung 11: Zusammenhänge von Photonen-, Spin-, und Magnetfeldrichtungen im Falle der Faraday-Geometrie mit Quantisierungsachse und Energiedifferenz der Eigenzustände.

2.2.1.2 Voigt-Geometrie

Ein sehr interessanter Effekt ergibt sich im Falle der Voigt-Geometrie, wenn also der Wellenvektor \mathbf{k} der Photonen, die zur optischen Spinausrichtung führen im Festkörper *senkrecht* zum externen magnetischen Feld B_{ext} ausgerichtet sind (siehe z. B. Abbildung 12). Damit ergibt sich für einen einzelnen Elektronenspins folgender Erwartungswert zum Zeitpunkt null, also zum Beispiel zum Zeitpunkt der optischen Spinausrichtung in x -Richtung:

$$\langle \hat{\mathbf{S}}(t=0) \rangle = \begin{pmatrix} \langle \hat{S}_{x,0} \rangle \\ \langle \hat{S}_{y,0} \rangle \\ \langle \hat{S}_{z,0} \rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} \hbar \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (2.42)$$

Der Erwartungswert der x -Komponente des Spinoperators lässt sich nun mittels der Randbedingungen aus Gleichung (2.42), der Hauptgleichung für die zeitliche Entwicklung eines Spin aus Gleichung (2.38) und der Elektronenwellenfunktion ψ berechnen und ergibt:

$$\begin{aligned} \langle \hat{S}_x(t) \rangle &= \langle \psi | \hat{S}_{x,0} \cos(\omega_L t) + \hat{S}_{y,0} \sin(\omega_L t) | \psi \rangle = \\ &\langle \hat{S}_{x,0} \rangle \cos(\omega_L t) + \langle \hat{S}_{y,0} \rangle \sin(\omega_L t) = \frac{1}{2} \hbar \cdot \cos(\omega_L t). \end{aligned} \quad (2.43)$$

Im Gegensatz zu der Situation zuvor im Falle der Faraday-Geometrie fällt hier sofort auf, dass es sich um keinen Eigenzustand handelt, da der Erwartungswert zeitabhängig mit der Larmorfrequenz bei fester Amplitude oszilliert. Auf die gleiche Art und Weise lassen sich die beiden an-

deren Komponenten berechnen. In Analogie ergibt sich für die y -Komponente eine ähnliche Oszillation mit fester Amplitude, die nur mit einer anderen Phase (Sinus) beginnt:

$$\langle \hat{S}_y(t) \rangle = \langle \psi | \hat{S}_y(t) | \psi \rangle = \frac{1}{2} \hbar \cdot \sin(\omega_L t) \text{ und } \langle \hat{S}_z(t) \rangle = 0. \quad (2.44)$$

Die z -Komponente dagegen ist null, das bedeutet in diesem Fall, dass keine stabile Komponente eines Eigenzustands existiert. Als Resultat ergibt sich demnach für einen freien Elektronenspin der eine ursprüngliche Ausrichtung senkrecht zum externen Magnetfeld besitzt folgende zeitliche Entwicklung für den Erwartungswert:

$$\langle \hat{\mathbf{S}}(t) \rangle = \frac{1}{2} \hbar \begin{pmatrix} \cos(\omega_L t) \\ \sin(\omega_L t) \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (2.45)$$

Aus diesem Vektor kann entnommen werden, dass der Spin eine Präzessionsbewegung um das externe Feld in z -Richtung vollführt. Die Amplitude ist hier ebenfalls konstant und die Präzessionsfrequenz ist die bekannte Larmorfrequenz.

Abbildung 12 zeigt für den Fall der Voigt-Geometrie für die beiden Polarisationszustände der eingestrahlichten Photonen die möglichen Spinpräzessionen und die Energieaufspaltungen (Zeemann-Aufspaltung) der Eigenzustände entsprechend der Gleichung (2.34).

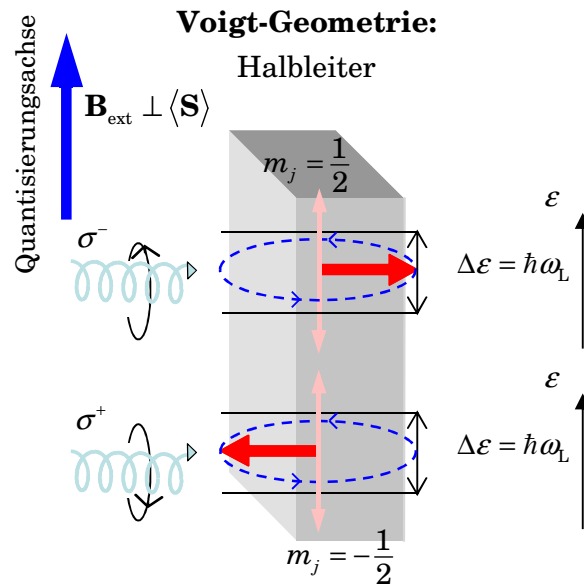


Abbildung 12: Zusammenhänge von Photonen-, Spin-, und Magnetfeldrichtungen der Voigt-Geometrie mit Quantisierungsachse, Energiedifferenz der Eigenzustände und Präzessionsbewegung der kohärenten Superpositionen.

Auch hier gilt, dass die Amplitude der Präzession konstant ist und nur über Einwirkungen von außen verringert werden kann und in diesem Fall dann gegen Null strebt. Diese Amplitudenreduzierung wird schließlich Spindephasierung genannt und mit der Spindephasierungszeit T_2 bezeichnet (siehe Kapitel 2.2.2.1).

In der korrekten quantenmechanischen Anschauung wird die Präzession dadurch erklärt, dass aus der senkrecht zur Quantisierungsachse (extern angelegtes Magnetfeld) optischen Ausrichtung Spinzustände entlang des \mathbf{k} -Vektors der Photonen resultieren, die als eine kohärente Superposition der beiden Eigenzustände entlang des äußeren Magnetfeldes angesehen werden

können. Aufgrund der Zeemann-Aufspaltung (*“Zeemann splitting”*) entsprechend Gleichung (2.34) existiert eine magnetfeldabhängige energetische Aufspaltung für diese beiden Eigenzustände. Diese kohärente Superposition wird für einen Beobachter als Oszillation in Form einer Quantenschwebung (*“quantum beating”*) sichtbar, wobei die Schwebungsfrequenz abhängig von der Energieaufspaltung ist und der Larmorfrequenz entspricht. Die Spineigenvektoren für Spin-oben und Spin-unten in z -Richtung sind dabei durch

$$|\psi_{\uparrow}\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \text{ und } |\psi_{\downarrow}\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (2.46)$$

gegeben. In [Abbildung 13](#) ist nun die Superposition der beiden Eigenzustände während markanter Rotationswinkel dargestellt. Daraus kann entnommen werden, dass die Präzession daraus besteht, dass sich die relative Phase der kohärenten Superposition zwischen den beiden Eigenzuständen mit der Larmorfrequenz ändert. Auch wenn die Larmor-Präzession ein klassischer Effekt ist, bildet hierbei die quantenmechanischen Eigenschaften die Grundlage. Dies wird nicht zuletzt dadurch klar, dass nach einer Drehung von 2π nicht der ursprüngliche Zustand wiederhergestellt ist, sondern der ursprüngliche Zustand mit einem Vorzeichenwechsel versehen wurde. Erst eine Drehung um *weitere* 2π führt wieder zu dem Ursprungszustand. Dies ist eine nichtklassische Eigenschaft von Teilchen mit halbzahligen Spins (Fermionen), aus der sich direkt das Pauli-Verbot über die Vertauschbarkeit von Teilchen ergibt. Dieser Phaseneffekt der Wellenfunktionen verschwindet jedoch bei der Berechnung des Erwartungswerts oder bei experimentellen Messungen, die ebenfalls den Erwartungswert ausgeben.

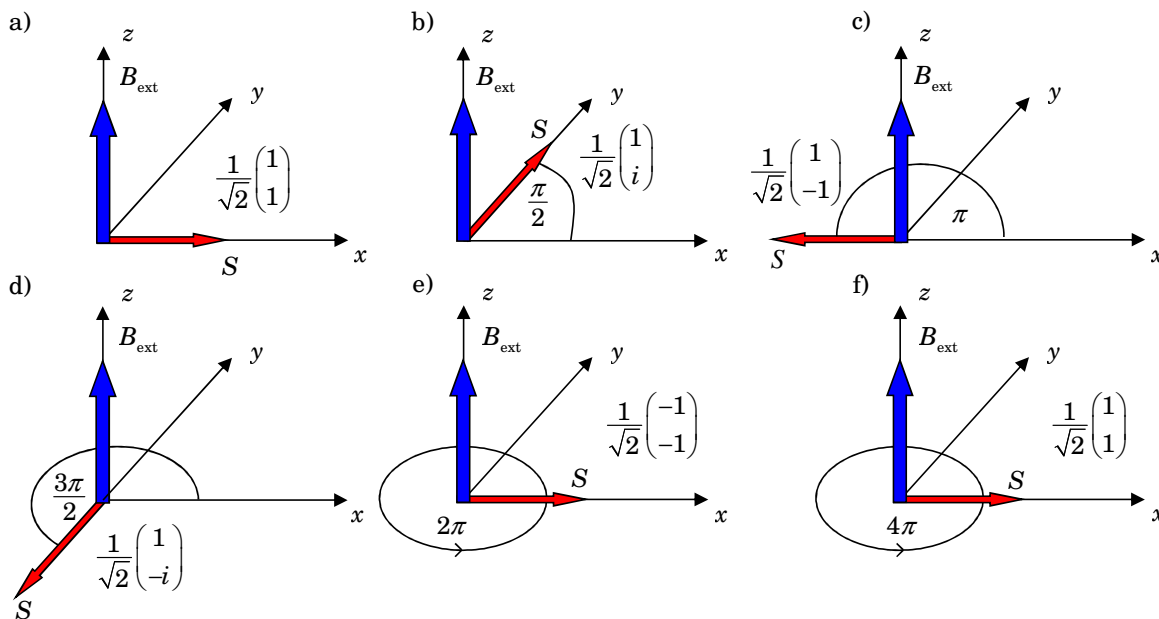


Abbildung 13: Entwicklung der kohärenten Superposition von Spineigenzuständen in einem transversalen angelegten Magnetfeld (Voigt-Geometrie). a) ist der Startpunkt bei $t = 0$, wobei die Wellenfunktion des Spins dem Eigenvektor in x -Richtung entspricht. b) stellt die Situation nach einer $\pi/2$ -Drehung, c) nach einer π -Drehung, d) nach einer $3\pi/2$ -Drehung, e) nach einer 2π -Drehung und f) nach einer Drehung um 4π dar.

Da die klassische Beschreibung zu dem gleichen Ergebnis führt, soll sie hier aufgrund der einfacheren Darstellung ebenfalls kurz aufgezeigt werden. Die klassische Beschreibung der Larmor-Präzession wird über die Entwicklung eines magnetischen Moments in einem Magnet-

feld vollzogen, das bei transversaler Ausrichtung des externen Feldes zu einem Drehmoment entsprechend folgender Gleichung führt:

$$\begin{aligned} \mathbf{T} &= \boldsymbol{\mu} \times \mathbf{B}_{\text{ext}} \quad \text{mit} \quad \boldsymbol{\mu} = \gamma \frac{\mathbf{S}}{\hbar} \Rightarrow \mathbf{T} = -\frac{\gamma}{\hbar} \mathbf{B}_{\text{ext}} \times \mathbf{S} \quad \text{bzw.} \\ \mathbf{T} &= \frac{d\mathbf{S}}{dt} = -\frac{\gamma}{\hbar} \mathbf{B}_{\text{ext}} \times \mathbf{S} = \boldsymbol{\omega}_L \times \mathbf{S}, \end{aligned} \quad (2.47)$$

das in [Abbildung 14](#) schematisch für beide angelegten Magnetfeldrichtungen dargestellt ist.

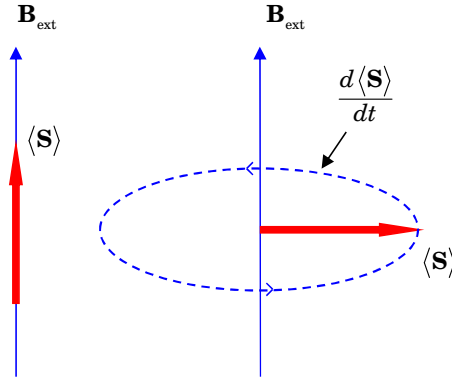


Abbildung 14: Klassische Entwicklung eines magnetischen Moments bei parallel und transversal angelegtem externen Magnetfeld (Faraday- und Voigt-Anordnung).

Diese Situation ist analog zu der eines klassischen Kreisels, da Drehimpulse immer seitwärts „ausweichen“ und so bei einem Kreisel die Gewichtskraft auch zu einer Präzessionsbewegung führt, sobald eine Komponente senkrecht zum Vektor der Winkelgeschwindigkeit des Kreisels auftritt.

2.2.2 Spinrelaxation, Spindephasierung und Ladungsträgerrekombination

In diesem Kapitel werden verschiedene Begrifflichkeiten diskutiert, die im Bereich der spinbasierenden Quanteninformationsverarbeitung und der Spintronik auftauchen. Die Möglichkeit Prozesse der Spindynamik mittels Relaxationszeiten zu beschreiben hat sich als sehr robustes Modell herausgestellt und wird bereichsübergreifend in vielen Teilgebieten der Physik (z. B. Atom- und Quantenphysik, Festkörperphysik etc.) angewandt. Materialübergreifend lassen sich mit diesen Zeiten verschiedenste komplexe Systeme quantitativ beschreiben und vergleichen, ohne die theoretischen Details im Gesamten zu erfassen, so zum Beispiel die kohärente Spindynamik in Halbleitern oder ultraschnelle Magnetisierungsprozesse in Metallen oder das Kernspinverhalten in Gasen oder Festkörpern zum Beispiel im Rahmen der auch in der Medizin relevanten NMR (*“nuclear magnetic resonance”*). So werden in den folgenden Absätzen nicht nur die Definitionen der allgemein für Spinzustände bekannten Zeiten T_1 , T_2 und τ_s geklärt, sondern auch die speziell für die kohärente Spindynamik relevanten Spindephasierungszeiten (z. B. homogene und inhomogene) oder die Einzelspinkohärenzzeiten $\tau_{s,\text{einz}}$ erläutert. Des Weiteren werden betrachtet in welchen Teilgebieten der Spinphysik-Forschung die einzelnen Zeiten dominieren. Im letzten Unterkapitel dieses Abschnitts wird die Verbindung zwischen den Zeiten, den spinbasierende Effekte zu Grund liegen, und der Dauer der optisch erzeugten Ladungsträgerrekombination diskutiert.

2.2.2.1 Spinrelaxation und Spindephasierung

Von sehr großem Interesse innerhalb der Spintronik sind diejenigen Prozesse, die zu einer Zerstörung der erzeugten Spinpolarisation führen. Dazu zählt in erster Linie die Spinrelaxation, die zu einem Gleichgewicht der Spinzustände führt. Die Tatsache, dass zum Beispiel in Halbleitern überhaupt ein Ungleichgewicht von Spinzuständen bis in den zwei- bis dreistelligen Nanosekunden-Bereich existiert, ermöglicht erst den Transport über makroskopische Distanzen und ist damit eine Grundvoraussetzung für eine auf der Spintronik basierenden Technologie [Zut04].

Sämtliche Prozesse, die in einer Reduzierung der Spinpolarisation resultieren, werden allgemein mit dem Begriff Spinrelaxation zusammengefasst. Dabei wird unter anderem zwischen einer Spinlebensdauer T_1 und einer Spindephasierungszeit beziehungsweise eine Spinkohärenzzeit T_2 unterschieden. Es kristallisierte sich heraus, den Begriff der Dephasierung für Spinnsembles und den Begriff der Kohärenz für einzelne Spins zu benutzen. Diese Bezeichnungen resultieren aus der historischen Beschreibung von Magnetisierungsdynamiken, den Bloch-Torrey Gleichungen ([Blo46], [Tor56]). Obwohl die Beschreibung von Spinrelaxationsprozessen sich in manchen System als sehr komplex herausstellt, sind die beiden Parameter T_1 (auch longitudinale Spinrelaxationszeit oder Spingitterzeit) und T_2 (auch transversale Spinrelaxationszeit, Spindekohärenzzeit oder Spindephasierungszeit) sehr universelle Größen und dienen hervorragend zur Quantifizierung sämtlicher allgemeiner spinbasierender Prozesse in verschiedenen Systemen und Materialien.

Analog zu NMR-Experimenten werden dabei Magnetfelder der nachstehenden Form verwendet:

$$\mathbf{B}(t) = B_0 \mathbf{e}_z + \mathbf{B}_1(t) , \quad (2.48)$$

also ein statisches Magnetfeld in z -Richtung und ein oszillierender Magnetfeldanteil der senkrecht dazu ausgerichtet ist. Die zeitliche Änderung der Magnetisierung \mathbf{M} in einem derart angelegten Magnetfeld der Form \mathbf{B} stellt sich wie folgt nach den beschriebenen Gleichungen dar [Zut04]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial M_x}{\partial t} &= \frac{\mu_B g}{\hbar} (\mathbf{M} \times \mathbf{B})_x - \frac{M_x}{T_2} + D \nabla^2 M_x \\ \frac{\partial M_y}{\partial t} &= \frac{\mu_B g}{\hbar} (\mathbf{M} \times \mathbf{B})_y - \frac{M_y}{T_2} + D \nabla^2 M_y \\ \frac{\partial M_z}{\partial t} &= \frac{\mu_B g}{\hbar} (\mathbf{M} \times \mathbf{B})_z - \frac{M_z - M_z^0}{T_1} + D \nabla^2 M_z . \end{aligned} \quad (2.49)$$

Die Konstante D stellt dabei den Diffusionskoeffizienten dar, der in diesem Fall also isotrop angenommen wird. Somit bewirkt jeweils der letzte Term eine Änderung der Magnetisierung aufgrund von Diffusionsprozessen. $M_z^0 = \chi B_0$ entspricht der Magnetisierung im thermischen Gleichgewicht mit der statischen Suszeptibilität χ . Im Falle eines nur statischen Magnetfeldes in z -Richtung und einer leicht aus der z -Achse ausgelenkten Magnetisierung entsprechen diese Gleichungen einer Präzession um die z -Achse mit fester Frequenz und kleiner werdender Amplitude, bis die Magnetisierung wieder direkt in Richtung der z -Achse mit dem Wert des thermischen Magnetisierungs-Gleichgewichts ausgerichtet ist.

T_1 stellt dabei die Zeitkonstante dar, bis die longitudinale Magnetisierung wieder ihr Gleichgewicht erreicht hat. In Analogie entspricht dies der Zeit, die eine Spinpopulation benötigt, wieder ihr thermisches Gleichgewicht über Wechselwirkungen mit dem Kristallgitter her-

zustellen. Wichtig ist dabei, dass es bei diesem Prozess zu einem Energieaustausch kommt, zum Beispiel in diesem Fall von dem Spinsystem zu dem Kristallgitter mittels Phononenwechselwirkungen. Dagegen beschreibt die Zeitkonstante T_2 die Zeit, die ein Ensemble zum Beispiel von transversal ausgerichteten Elektronenspins benötigt, den Ausgangszustand, nämlich eine Präzession *in Phase* um ein longitudinales Magnetfeld, aufgrund von räumlichen und zeitlichen Fluktuationen der Präzessionsfrequenzen und -phasen (z. B. Sprünge) ihrer Einzelspins zu verlieren.

T_1 entspricht daher einer Zeit, die inkohärente Prozesse beinhaltet, da sie eine Besetzungsänderung innerhalb eines Zwei-Niveau-Systems (zwei Spinzustände, Spin-oben und Spin-unten) beschreibt. T_2 wiederum stellt eine Zeit dar, die kohärente Prozesse beschreibt. Ein Spin, der senkrecht zu einem magnetischen Feld ausgerichtet ist, besteht wie zuvor diskutiert gleichermaßen aus den Spineigenzuständen parallel und antiparallel zu diesem Feld besteht. Somit herrscht eine Besetzungsgleichheit zwischen diesen beiden Eigenzuständen und es gibt eine klar definierte Phasenbeziehung zwischen den Eigenzuständen. Eine Messung von T_2 ist eine Messung genau des Zerfalls dieser Phasenbeziehung und spiegelt daher eine Messung des Zerfalls der Spinpolarisation *senkrecht* zum magnetischen Feld wider. Wichtig ist dabei, dass es hierbei nicht zu einer Besetzungsänderung (Umklappen eines Spins bzw. Spinwechsel) des Zwei-Spinzustand-Systems kommt und daher auch keine Energieänderung beteiligt ist.

Trotz ihrer unterschiedlichen Natur sind diese beiden Zeiten in vielen Systemen gleich und werden dann meistens schlicht mit τ_s bezeichnet [Aws02]. Im Folgenden soll deshalb eine Erklärung dieser Tatsache erfolgen. Eigentlich wird erwartet, dass aufgrund der inelastischen Natur von T_1 -Prozessen im Vergleich zu der elastischen Natur von T_2 -Prozessen ein Unterschied von mehreren Größenordnungen existieren sollte. In Systemen, bei denen ein Energietransfer in oder aus dem System heraus recht schwierig ist, wie es zum Beispiel für die Kernspins mit der Kristallgitter-Wechselwirkung gilt, ist diese große Differenz $T_1 \gg T_2$ auch zu beobachten. Dieser Effekt ist unter dem Namen energetischer Flaschenhals (*“energy bottleneck”*) bekannt. In Volumenhalbleiter-Materialien im Gegensatz zu quantisierten Systemen (z. B. Quantenpunkten) existieren jedoch für die Elektronen keine energetischen Flaschenhälse. So kann eine Änderung des Spinzustandes und die damit verbundene Energie-Änderung jederzeit bei einem Stoß durch eine geringe Änderung des Wellenvektors erbracht werden, das heißt es gilt: $\varepsilon(\mathbf{k}) = \varepsilon(\mathbf{k}') + g\mu_B B_{\text{ext}}$. So gilt für die thermische Energie und die Energie der Spinaufspaltung bei einem Magnetfeld von $B_{\text{ext}} = 1 \text{ T}$, dem GaAs g -Faktor und Tieftemperatur ($T = 4 \text{ K}$) entsprechend der Gleichung (2.34) zum Beispiel:

$$\Delta\varepsilon_{\uparrow\downarrow} = g\mu_B B_{\text{ges}} \approx 0,025 \text{ meV} \ll kT \approx 0,35 \text{ meV}. \quad (2.50)$$

Das Fehlen dieser Energiebarriere sorgt schließlich dafür, dass beide Relaxationsprozesse gleich schnell sind, da die Energie-Unschärfe größer ist als die energetische Spinaufspaltung. Dies hat zur Folge, dass die Dephasierung sowohl auf die longitudinale als auch auf die transversale Komponente gleich stark einwirkt. Hinzu kommt zum Beispiel in Zinkblende-Strukturen (z. B. GaAs), dass keine allgemeine feste Quantisierungsachse vorhanden ist, da das Magnetfeld auch von dem Wellenvektor der Elektronen abhängig ist, $\mathbf{B}_{\text{eff}}(\mathbf{k})$, und es dadurch überhaupt nicht möglich ist, eine Auftrennung in transversale und longitudinale Komponenten zu vollführen. Es gilt daher für isotrope kubische elektronische Systeme ([Pin55], [And59]):

$$\tau_s := T_1 = T_2. \quad (2.51)$$

Es wird also eine gemeinsame Spinrelaxationszeit τ_s definiert. Diese wird in theoretischen Arbeiten auch fast ausschließlich benutzt, dagegen ist es im Rahmen von experimentellen Arbeiten üblich, die Zeit, die explizit gemessen wird, auch anzugeben. So zum Beispiel die Spinlebensdauer T_1 bei Experimenten in Faraday-Geometrie und die Spindephasierungszeit T_2 bei Experimenten in Kerr-Geometrie.

Interessant ist auch das Verhältnis zwischen τ_s als Spindephasierungszeit eines Spinensembles und $\tau_{s,\text{einz}}$ als Einzelspindekohärenzzeit. Die Relaxationszeit $\tau_{s,\text{einz}}$ ist besonders im Bereich der spinbasierenden Festkörper-Quanteninformationsverarbeitung (*“quantum computation”*) entscheidend (z. B. [Los98], [Hu00]), denn dort gilt als Grundbedingung für eine fehlertolerante Informationsverarbeitung, dass der Einzelspin für mindestens $10^4 - 10^6$ Rechenoperationen die korrekte kohärente Spininformation behält [Pre98]. Im Bereich der Spintronik dagegen ist die Zeit τ_s relevant, da in diesem Fall die Dephasierung, die Manipulation und der Transport kohärenter Spinensembles von Interesse ist.

Nach den Definitionen der Relaxationszeiten soll nun die grundlegenden Prozesse im Detail diskutiert werden. Spinrelaxation kann im Allgemeinen als eine Reaktion auf zeitlich fluktuierende magnetische Felder angesehen werden [Dya08], wobei in den meisten Fällen es sich hierbei um effektive und nicht reale, zum Beispiel angelegte Magnetfelder handelt (siehe Kapitel 2.1.2.1). Ein statistisch fluktuierendes Magnetfeld ist durch zwei Größen charakterisierbar, zum einen dem Effektivwert (*“root mean square”* RMS) der Amplitude, der auch oft durch die Präzessionsfrequenz ω_{eff} ersetzt wird und zum anderen der Korrelationszeit τ_{Kor} , also der Zeit, in der das Feld als annähernd konstant angesehen werden kann. Nun wird davon ausgegangen, dass der Spin mit dem Vektor der Larmorfrequenz ω_L für eine Zeit τ_{Kor} um eine willkürliche Richtung präzediert, dann seine Richtung ändert und um die neue Richtung mit gleicher Frequenz und für die gleiche Zeit präzediert. Jetzt können zwei Fälle unterschieden werden ([Zut04], [Dya08]):

a) $\Delta\phi = \omega_{\text{eff}} \tau_{\text{Kor}} \gg 1$:

Das heißt innerhalb der Korrelationszeit kommt es zu mehreren Rotationen. Im Mittel verschwindet demnach auf der Zeitskala $\tau_{s,1} \approx 1/\omega_{\text{eff}}$ die Projektion senkrecht zu dem momentan anliegendem Magnetfeld während die Projektion parallel dazu konstant bleibt, in Abhängigkeit von dem Winkel zwischen dem Magnetfeld und der ursprünglichen Spinausrichtung. Nach τ_{Kor} ändert sich das Magnetfeld und die ursprüngliche Spinausrichtung verschwindet schließlich. Es gibt also zwei Stufen, die erste ist durch $\tau_{s,1} \approx 1/\omega_{\text{eff}}$ und die zweite durch $\tau_{s,2} \propto \tau_{\text{Kor}}$ charakterisiert, das im Ergebnis $\tau_s \propto \tau_{\text{Kor}}$ bedeutet. Die Korrelationszeiten sind üblicher Weise sehr klein $\tau_{\text{Kor}} \leq 1$ ps [Zut04], so dass dementsprechend oftmals kleine Spindephasierungszeiten zu erwarten sind. Allerdings ist die Voraussetzung von a) für „freie“ Spins auch nur unter extrem hohen Magnetfeldern und / oder g -Faktoren zu erreichen und daher auch recht selten, kann aber zum Beispiel bei Stoßprozessen auftreten.

b) $\Delta\phi = \omega_{\text{eff}} \tau_{\text{Kor}} \ll 1$:

Dies beschreibt den häufiger auftretenden Fall, dass der Präzessionswinkel sehr klein ist, bis sich die Magnetfeldrichtung und -stärke wieder ändert. Diese Problematik entspricht dem “*random walk*” Fall, das heißt im Mittel gilt für die Phase:

$$\Delta\phi_{\text{Mittel}} = \frac{1}{i} \sum_i \Delta\phi_i \rightarrow 0, \quad (2.52)$$

was bedeutet, dass der gemittelte Spin gleich bleibt. Allerdings vergrößert sich der Effektivwert der Phasenänderung mit der Zeit t , wobei t/τ_{Kor} die Anzahl an zufälligen Magnetfeldänderungen angibt, die nicht miteinander korreliert sind. Es gilt daher mit folgender Definition der Spindephasierungszeit τ_s :

$$\begin{aligned} \Delta\phi_i(t = \tau_{\text{Kor}}) = \omega_i \tau_{\text{Kor}} \Rightarrow (\Delta\phi_{\text{eff}}(t))^2 &= \frac{1}{i} \sum_i (\Delta\phi_i)^2 \cdot \left(\frac{t}{\tau_{\text{Kor}}} \right) = \frac{1}{i} \sum_i (\omega_i \tau_{\text{Kor}})^2 \cdot \left(\frac{t}{\tau_{\text{Kor}}} \right) \\ \text{mit } \tau_s := t \left((\Delta\phi_{\text{eff}}(t))^2 = 1 \right) &\Rightarrow 1 = \tau_{\text{Kor}}^2 \frac{1}{i} \sum_i \omega_i^2 \cdot \left(\frac{\tau_s}{\tau_{\text{Kor}}} \right) \Rightarrow \frac{1}{\tau_s} = \omega_{\text{eff}}^2 \tau_{\text{Kor}}. \end{aligned} \quad (2.53)$$

Aus diesem Grunde wird dieser Effekt auch als “*motional narrowing*” bezeichnet, da eine hohe Mobilität und den damit verbundenen höheren Stoßraten also kürzeren Korrelationszeiten zu einer Eindämmung der Dephasierung führt. Beide Grenzfälle und besonders deren Übergänge ineinander sind auch experimentell innerhalb eines Quantenfilms schon nachgewiesen worden [Bra02].

Eine Auftrennung von Gleichung (2.53) in die einzelnen Larmorfrequenz-Komponenten ergibt:

$$\begin{aligned} \frac{1}{T_1} &= \omega_{\perp,\text{eff}}^2 \tau_{\text{Kor}} = (\omega_{x,\text{eff}}^2 + \omega_{y,\text{eff}}^2) \tau_{\text{Kor}} \quad \text{und} \\ \frac{1}{T_2} &= \left(\frac{\omega_{\perp,\text{eff}}^2}{2} + \omega_{\parallel,\text{eff}}^2 \right) \tau_{\text{Kor}} = \left(\frac{\omega_{x,\text{eff}}^2 + \omega_{y,\text{eff}}^2}{2} + \omega_{z,\text{eff}}^2 \right) \tau_{\text{Kor}}. \end{aligned} \quad (2.54)$$

Für isotrope und kubische Systeme (z. B. GaAs Volumenmaterial) gilt $\omega_{x,\text{eff}} = \omega_{y,\text{eff}} = \omega_{z,\text{eff}}$ woraus sofort wieder zuvor abgeleitete Beziehung folgt, und zwar das gilt: $T_1 = T_2 = \tau_s$. In anisotropen Systemen besitzt diese Beziehung dagegen keine Gültigkeit mehr, vielmehr gilt sehr häufig die Relation $T_2 \leq 2 \cdot T_1$ [Yaf63]. Werden zum Beispiel Larmorfrequenz-Komponenten aus der Gleichung (2.67) für den Fall eines Kristallwachstums eines Quantenfilms in Richtung (001) in die Gleichung (2.54) eingesetzt, so folgt daraus:

$$\begin{aligned} \omega_{z,\text{eff}}(\mathbf{k}) &\propto \langle k_z \rangle (k_x^2 - k_y^2)^{\langle k_z \rangle = 0} = 0 \quad \text{und} \quad \omega_{x,\text{eff}}(\mathbf{k}) \propto k_x (k_y^2 - \langle k_z^2 \rangle)^{\langle k_z^2 \rangle \neq 0} \neq 0 \quad \text{und} \\ \omega_{y,\text{eff}}(\mathbf{k}) &\propto k_y (\langle k_z^2 \rangle - k_x^2)^{\langle k_z^2 \rangle \neq 0} \neq 0 \Rightarrow T_2 = 2 \cdot T_1. \end{aligned} \quad (2.55)$$

Eine analoge Rechnung für einen Quantenfilm mit einer Kristallwachstums-Richtung von (110) ergibt:

$$\omega_{z,\text{eff}}(\mathbf{k}) \neq 0 \quad \text{und} \quad \omega_{x,\text{eff}}(\mathbf{k}) = \omega_{y,\text{eff}}(\mathbf{k}) = 0 \Rightarrow T_1 \rightarrow \infty \quad \text{und} \quad T_2 = \frac{1}{\omega_{\text{eff}}^2 \tau_{\text{Kor}}}. \quad (2.56)$$

Experimentell wurden letztere Systeme untersucht, mit dem Ergebnis, dass die Spinrelaxation deutlich länger ist, allerdings meistens nur um circa eine Größenordnung. Dieses Ergebnis liegt daran, dass andere Spinrelaxationsmechanismen wie zum Beispiel die auf Streuprozesse

basierende Intraband-Spinrelaxation die Hauptrolle übernehmen, nachdem der ursprünglich dominante Mechanismus (Fall b)) „ausgeschaltet“ wurde (z. B. [Ohn99], [Döh04]). Diese Spinrelaxationsmechanismen beruhen dabei wieder auf dem Fall a).

2.2.2.2 Spindephasierungsmechanismen

Die folgenden (klassischen) Spindephasierungsmechanismen sind speziell für Leitungsbandelektronen in Halbleitern und Metallen gültig, viele Prinzipien können dennoch auch auf andere Spinsysteme angewandt werden. Eine ausführliche Behandlung der Spinrelaxation von Leitungsbandelektronen wird unter anderem in [Fab99] und [Zut04], vollzogen, weshalb an dieser Stelle in erster Linie nur die grundlegenden Prinzipien vorgestellt werden sollen. Spezielle Spindephasierungskanäle werden in den jeweiligen experimentellen Kapiteln besprochen.

a) Homogene Dephasierung:

Die Spindephasierungszeit T_2 wird nur dann verwendet, wenn es sich wirklich um einen *irreversiblen* Verlust der Phase des Spinensembles handelt, auch homogene Dephasierung genannt. Dieser Zerfall tritt zum Beispiel ein, wenn sich der Spinzustand bei der Streuung mit einem Streupartner durch Austausch des Drehimpulses ändert. Die Wahrscheinlichkeit für eine derartige Änderung des Spinzustandes ist demnach für alle Spins mit identischen Eigenschaften, also einem homogenen Ensemble, gleich. Es besteht eine große Ähnlichkeit zu einem radioaktiven Zerfall und der gleiche mathematische Formalismus kann zur Beschreibung angewendet werden. In Analogie zu der Zerfallsrate lässt sich eine Spinrelaxationsrate $1/\tau_s$ definieren, mit Hilfe der zeitlich veränderlichen Gesamtzahl an Spins $N_s(t)$, der Anzahl der Spins zum Zeitpunkt Null $N_{s,0}(t) = N_s(t=0)$ und der Anzahl an Spins, die pro Zeitintervall ihre Kohärenz verlieren dN_s/dt (z. B. [Hei04]):

$$\frac{dN_s}{dt} = -\frac{1}{\tau_s} N_s(t). \quad (2.57)$$

Eine Integration mit anschließender Umformung führt letztlich zu folgendem Endergebnis:

$$\begin{aligned} \int_{N_{s,0}}^{N_s(t)} \frac{dN^*}{N^*} &= -\int_0^t \frac{dt^*}{\tau_s} \Rightarrow \ln(N_s(t)) - \ln(N_{s,0}) = -\frac{t}{\tau_s} \Rightarrow \\ \frac{N_s(t)}{N_{s,0}} &= \exp\left(-\frac{t}{\tau_s}\right) \Rightarrow N_s(t) = N_{s,0} \cdot e^{-t/\tau_s}. \end{aligned} \quad (2.58)$$

Aus dieser Umformung kann leicht entnommen werden, dass eine homogene Dephasierung mittels eines einfachen exponentiellen Zerfalls stattfindet. Zu den homogenen Dephasierungsmechanismen zählen der D'yakonov-Perel'-Mechanismus (DP) (siehe c)), der Elliott-Yafet-Mechanismus (EY) (siehe d)) und der Bir-Aronov-Pikus-Mechanismus (BAP) (siehe e)), auf die im Folgenden genauer eingegangen wird. Dieser einfache Ansatz behält allerdings nur Gültigkeit für den Fall, bei dem für alle Spins die gleichen Wahrscheinlichkeiten zur Änderung des Spinzustandes gelten. Im Fall der Spindephasierung über die Hyperfein-Wechselwirkung (HFW) mit Atomkernen ist dies zum Beispiel aufgrund der verschiedenen Ausrichtungen der Kernspins nicht mehr der Fall und andere komplexere Zeitabhängigkeiten können auftreten, die unter den Begriff der inhomogenen Dephasierung fallen.

b) Inhomogene Dephasierung:

Für den Fall, dass es sich zusätzlich um *reversible* Prozesse handelt, wird der Prozess der Spindephasierung auch als inhomogene Dephasierung bezeichnet und es kommt die (effektive) Spindephasierungszeit T_2^* zum Einsatz [Hu02]. Also zum Beispiel, wenn ein Phasenverlust der Spinkohärenz aufgrund eines auseinander Laufens der einzelnen lokalisierten Spinausrichtungen auftritt, initiiert durch lokal unterschiedlich schnelle Rotationsgeschwindigkeiten. Diese können durch leicht unterschiedliche g -Faktoren [Zut04] der einzelnen Spins oder durch lokal verschieden starke Magnetfelder verursacht werden. Unter *reversiblen* Prozessen versteht man dabei diejenigen Spindephasierungsmechanismen, die rückgängig gemacht werden können, im Fall des gerade beschriebenen kann dies zum Beispiel durch Spinecho-Experimente geschehen [Hu02].

Die Spindephasierungszeit T_2^* besteht demnach aus *irreversiblen* und *reversiblen* Spindephasierungs-Prozessen und daher gilt auch zwingend:

$$T_2 \geq T_2^* \quad \text{bzw.} \quad \tau_S \geq \tau_S^* . \quad (2.59)$$

Innerhalb des experimentellen Teils dieser Arbeit wird fast ausschließlich die Spindephasierungszeit T_2^* benutzt, die für experimentelle Arbeiten im Bereich der Spintronik fast schon als Konvention gilt. Um die inhomogene Dephasierung zu untersuchen, wird die Projektion (Pr) der Spins während einer Präzession betrachtet, die in Richtung der z -Achse orientiert sind. Diese Projektion ist proportional zu der Messgröße, die mit Hilfe der magneto-optischen Effekte gemessen werden kann (siehe Kapitel 2.3.1). Dabei stellt die Anzahl von Spins, die zum Zeitpunkt $t = 0$ vorhanden sind, die Amplitude dar:

$$\text{Pr}(N_{S_z}(t)) = N_{S_z,0} \cos(\omega_L t) . \quad (2.60)$$

Für die Verteilung der Larmorfrequenz wird nun beispielhaft eine Gauß'sche-Verteilung (G) angenommen (z. B. [Hei04]). Aufgrund der direkten Proportionalität sowohl zwischen der Larmorfrequenz und dem g -Faktor als auch der Larmorfrequenz und dem Magnetfeld, kann der Ursprung dieser exemplarischen Verteilung bei einer Verteilung dieser beiden Parameter liegen. Zum Beispiel finden sich häufig bei Quantenpunkten leicht unterschiedliche g -Faktoren, die mittels einer Gauß'sche-Verteilung modelliert werden können:

$$G(\omega_L) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma_{\omega_L}} \exp\left(-\frac{(\omega_L - \omega_{L,0})^2}{2 \sigma_{\omega_L}^2}\right) \quad \text{mit } \sigma_{\omega_L} \wedge \omega_{L,0} \geq 0 , \quad (2.61)$$

wobei nur positive Frequenzen und die Standardabweichungen σ_{ω_L} auftreten. Mittels einer mathematischen Faltung ergibt sich:

$$\text{Pr}(N_{S_z}(t)) = \int_{-\infty}^{+\infty} N_{S_z,0} \cdot G(\omega_L) \cdot \cos(-\omega_L t) \cdot d\omega_L = N_{S_z,0} \cdot \exp\left(-\frac{t^2 \sigma_{\omega_L}^2}{2}\right) \cdot \cos(\omega_{L,0} t) , \quad (2.62)$$

wobei das zweite Gleichheitszeichen der mathematischen Umformung in der Gleichung (2.62) mittels eines analytischen Berechnungsprogramms wie in diesem Fall zum Beispiel mit der Software „Mathematica“ (Wolfram Research) gewonnen werden kann, da eine detaillierte Herleitung an dieser Stelle zu keinem tieferen Verständnis der Materie führt. In Anlehnung an die homogenen Dephasierungs-Prozesse wird die inhomogene Spindephasierungszeit mit $\tau_{S,\text{inh}} := \sqrt{2}/\sigma_{\omega_L}$ definiert. So ergibt sich schließlich für beide Dephasierungen zusammen:

$$\Pr(N_{S_z}(t)) = N_{S_z,0} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_S}\right) \cdot \exp\left(-\frac{t^2}{\tau_{S,\text{inh}}^2}\right) \cdot \cos(\omega_L t). \quad (2.63)$$

Für die beiden Extremfälle, $\tau_S \gg \tau_{S,\text{inh}}$ und $\tau_{S,\text{inh}} \gg \tau_S$ übernimmt jeweils ein Term die Hauptrolle. Im ersten Fall ist das der zweite exponentielle Term und die Spinpolarisation zerfällt aufgrund der quadratischen Abhängigkeit deutlich schneller als im zweiten Fall, bei dem der erste exponentielle Term dominiert und die Spinpolarisation einen einfachen exponentiellen Zerfall darstellt. In der Realität tritt jedoch meistens keiner dieser Grenzfälle auf, sondern die inhomogenen Effekte nehmen Werte an, deren Zeitkonstanten üblicher Weise jedoch größer sind als die der homogenen Effekte $\tau_{S,\text{inh}} > \tau_S$. Unter dieser Voraussetzung ist es möglich, eine Spinrelaxationszeit zu definieren, die wie folgt gegeben ist (z. B. [Hei04]):

$$\frac{1}{\tau_S^*} = \frac{1}{\tau_S} + \frac{1}{\tau_{S,\text{inh}}} \text{ bzw. } \frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{T_2} + \frac{1}{T_{2,\text{inh}}}. \quad (2.64)$$

Damit gilt für den Zerfall einer Spinpolarisation typischer Weise:

$$\Pr(N_{S_z}(t)) = N_{S_z,0} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_S^*}\right) \cdot \cos(\omega_L t). \quad (2.65)$$

c) D'yakonov-Perel'-Mechanismus (DP):

Ein sehr effizienter Spindephasierungsmechanismus ist der von D'yakonov und Perel' erstmals beschriebene DP-Mechanismus [Dya71]. Dieser tritt in Systemen ohne Inversionssymmetrie aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung auf. Wie schon zuvor in Kapitel 2.1.2.1 beschrieben, sind die beiden Spinzustände Spin-oben und Spin-unten energetisch nicht entartet, was durch ein \mathbf{k} -abhängiges Magnetfeld, um das die Elektronen mit der Larmorfrequenz präzedieren, beschrieben werden kann. Dies ist zum Beispiel in der Gleichung (2.4) wiedergegeben. Dieses intrinsische effektive Magnetfeld ist ein Resultat aus der Spin-Bahn-Kopplung. Das heißt, dass jedes Mal, wenn das Elektron aufgrund eines Stoßes seine Richtung ändert, sich auch das Magnetfeld und die daraus resultierende Präzession ändern. Dieser Prozess ist schematisch in [Abbildung 15](#) dargestellt.

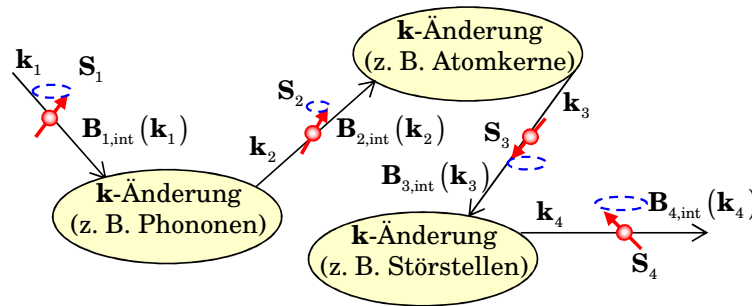


Abbildung 15: Prinzipielle Darstellung des DP-Mechanismus. Nach jedem Stoß präzediert der Elektronenspin um ein anderes effektives Magnetfeld.

An dieser Stelle können jetzt direkt die Ergebnisse aus den allgemeinen Betrachtungen zur Spinrelaxation aus dem Kapitel 2.2.2.1 übernommen werden. Das bedeutet für den üblichen Fall, dass der Spin zwischen den Stößen nur kleine Winkeländerungen vollführen kann, $\Delta\phi = \omega_{\text{eff}} \tau_{\text{Kor}} \ll 1$, dass die folgende Beziehung aus Gleichung (2.53) Gültigkeit besitzt:

$$\frac{1}{\tau_S} = \omega_{\text{eff}}^2 \tau_{\text{Kor}} = \omega_{\text{eff}}^2 \tau_{\text{Stoß}}, \quad (2.66)$$

mit $\tau_{\text{Stoß}}$ als Zeit zwischen zwei Stößen, die direkt die Korrelationszeit ersetzt. Bei dem DP-Mechanismus findet die Dephasierung also *zwischen* den Stößen und nicht während den Stößen statt, was unter anderem zur Folge hat, dass eine höhere Stoßrate $\tau_{\text{Stoß}}^{-1}$ zu einer längeren Spinrelaxationszeit führt. Dementsprechend ist unter anderem eine starke Temperaturabhängigkeit bei diesem Prozess zu erwarten (siehe Kapitel 4.3.2).

Die Komponenten des Larmor-Präzessionsvektors für Gleichung (2.66) dagegen sind aus der Gleichung (2.67) zu entnehmen und bedürfen einer genauen Kenntnis der Bandstruktur des Halbleiters. Explizit müssen dazu die Spin-Bahn-Parameter und die Bandkantenenergie bekannt sein. In BIA-Kristallen treten in den Komponenten des Larmor-Präzessionsvektors kubische Terme in k auf und es ergibt sich über eine Störungsrechnung erster Ordnung nach ([Dre55], [Dya71b]):

$$\omega_{x,\text{eff}}(\mathbf{k}) = \alpha_{\text{SBK}} \hbar^2 \left(\sqrt{2(m_{\text{Lb}}^*)^3 \varepsilon_{\text{g}}} \right)^{-1} k_x (k_y^2 - k_z^2), \quad (2.67)$$

wobei α_{SB} eine dimensionslose Konstante ist, die ein Maß für die Stärke der Spin-Bahn-Kopplung darstellt. Die anderen Komponenten $\omega_{i,\text{eff}}(\mathbf{k})$ lassen sich durch zyklische Permutation von x, y, z errechnen.

d) Elliot-Yafet (EY):

Elliot beschrieb 1954 als erster, dass Leitungsbandelektronenspins durch einfache Stöße, die mit einer Änderung des Impulses verbunden sind (z. B. Störstellen), relaxieren können [Ell54]. Yafet ergänzte 1963 diese Wechselwirkung um Phononen induzierte Modifikationen der Spin-Bahn-Wechselwirkungen, die diesen Mechanismus vervollständigten und ihm seinen Namen verliehen [Yaf63].

Werden die Wellenfunktionen aus Tabelle 1 betrachtet, so gelten diese nur für einen idealen Kristall. In einem realen Kristall führt die Spin-Bahn-Kopplung dazu, dass die Elektronen- und Loch-Wellenfunktionen keine reinen Spineigenzustände darstellen, sondern eine Superposition beider Spinzustände, wobei der Anteil des entgegengesetzten Spin äußert klein aber ungleich null ist. Diese Tatsache resultiert nun darin, dass bei jedem Stoß eine kleine Wahrscheinlichkeit existiert, dass durch eine Impulsänderung auch ein Spinwechsel stattfindet, da die beiden Spinzustände gekoppelt sind. Dieser Vorgang ist schematisch in Abbildung 16 dargestellt.

Natürlich können in Analogie zu dem Kapitel 2.2.2.1 diese Vorgänge auch als zeitlich fluktuierende effektive Magnetfelder aufgefasst werden, die über die Spin-Bahn-Kopplung aus den zeitlich variablen elektrischen Feldern (Coulomb-Wechselwirkungen) resultieren, die zum Beispiel von den ionisierten Störstellen und Gitterschwingungen ausgehen. Die dann entstehenden großen Phasenänderungen auf sehr kurzer Zeitskala entsprechend der Situation, die im Fall a), $\Delta\phi = \omega_{\text{eff}} \tau_{\text{Kor}} \gg 1$ (siehe Kapitel 2.2.2.1 a)), dargestellt wurde. Es gilt daher $\tau_{\text{S,EY}} \propto \tau_{\text{Stoß}}$. Die Spinrelaxation findet also nicht *zwischen* den Stößen sondern direkt *durch* den Stoßprozess statt.

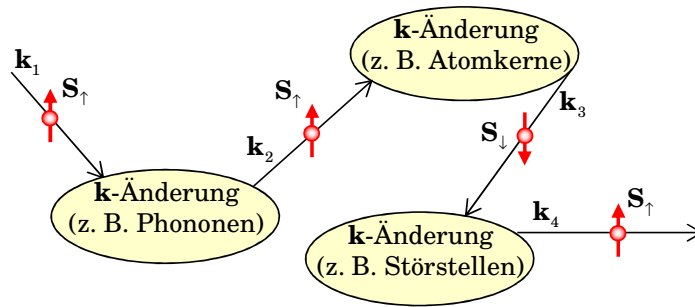


Abbildung 16: Prinzipielle Darstellung des EY-Mechanismus. Während jeden Stoßes existiert eine kleine Wahrscheinlichkeit eines Spinwechsels.

An dieser Stelle soll auch nicht unerwähnt bleiben, dass diese Wechselwirkungen unabhängig von den Spinzuständen der Stoßpartner sind, was sich besonders deutlich bei der zuletzt angesprochenen Betrachtungsweise zeigt. Die Elektronen „nehmen“ daher nicht notwendiger Weise den Spin des Stoßpartners auf. Es erfolgt also kein Spinaustausch, sondern aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung können durch Stöße induzierte Bahnänderungen zu Änderungen des Elektronenspinzustandes führen. Im Gegensatz dazu kann zum Beispiel bei Elektronen-Elektronen-Streuprozessen zusätzlich neben den stoßinduzierten Spinzustandsänderungen auch ein direkter Spinaustausch stattfinden (siehe Kapitel 4.3.4.4).

e) Bir-Aronov-Pikus (BAP):

Der BAP-Mechanismus wurde im Jahre 1971 beziehungsweise 1975 erstmals von den Namensgebern Bir, Aronov und Pikus beschrieben ([Pik71], [Bir75]). Er spiegelt die Spinrelaxation von Leitungsbandelektronenspins durch Streuprozesse mit Löchern wider, die in einem Spinwechsel münden können.

Der zusätzliche Hamilton-Operator für diese Wechselwirkung (z. B. [Fis77], [Zut04]) lautet $\hat{H}_{\text{BAP}} = A \hat{\mathbf{S}} \cdot \hat{\mathbf{J}} \delta(\mathbf{r})$, wobei A eine Konstante entsprechend des Austauschintegrals zwischen Leitungsband- und Valenzbandzuständen, $\hat{\mathbf{S}}$ der Operator des Elektronenspins, $\hat{\mathbf{J}}$ der Drehimpuls-Operator der Lochzustände und \mathbf{r} der relative Abstand zwischen den Elektronen und den Löchern darstellen. Es handelt sich dabei um eine direkte Austauschwechselwirkung ($\delta(\mathbf{r})$).

Natürlich sind auch an dieser Stelle die allgemeine Betrachtung der Spinrelaxation aus dem Kapitel 2.2.2.1 mittels zeitlich fluktuierender Magnetfelder gültig, jedoch ist die Beschreibung mit Hilfe des Stoßquerschnittes σ_s anschaulicher. Es gilt für den BAP-Mechanismus [Fis77]:

$$\tau_{\text{s,BAP}}(p, T, \dots) = \frac{1}{p \sigma_s v}, \quad (2.68)$$

mit der Konzentration von Löchern p und der Elektronengeschwindigkeit v .

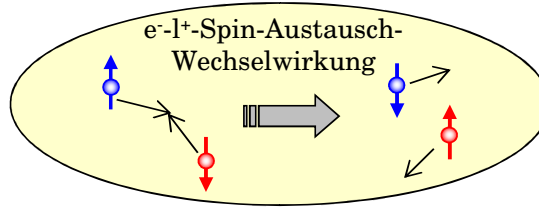


Abbildung 17: Prinzipielle Darstellung des BAP-Mechanismus. Durch eine direkte Austauschwechselwirkung können Elektronenspins (rot) mit Löcherspins (blau) einen Spinwechsel vollziehen.

An dieser Stelle soll auch noch kurz der Prozess der Spindephasierung von Löcherspins diskutiert werden. Mittels der optischen Orientierung werden natürlich neben den spinpolarisierten Elektronen auch spinpolarisierte Löcher generiert. Das Valenzband ist dabei in seine Unterbänder aufgespalten und die Energiedifferenz zwischen Leicht- und Schwer-Lochband ist gleich $\hbar\omega_{\text{eff}}(\mathbf{k})$. Im Gegensatz zu den Leitungsbandelektronen gilt nun der Grenzfall $\Delta\phi = \omega_{\text{eff}}\tau_{\text{Kor}} \gg 1$ (siehe Kapitel 2.2.2.1 a) [Dya08], da dieser Prozess auch als sehr starker EY-Mechanismus induziert durch die Spin-Bahn-Kopplung für die bei $\mathbf{k} = 0$ entarteten Löcherspins gesehen werden kann [Oes96]. Es führt also ungefähr jede Impulsrelaxation auch zu einer Spinrelaxation. Es gilt also $\tau_{\text{S,L}} \approx \tau_{\text{Stoß,L}}$. Damit ist die Dephasierung der Löcherspins in Volumenmaterial allgemein auf den Subpikosekunden-Bereich limitiert, was auch experimentell oftmals bestätigt wurde (z. B. [Cro96]). In GaAs Volumenmaterial gilt zum Beispiel: $\tau_{\text{S,L}} \approx 110$ fs [Hil02], so dass in dieser Arbeit die Löcherspins keine weitere Beachtung finden, außer dass bei der Auswertung eine sehr kurze Zeitkonstante eingeführt wird, in der unter anderem solche Beiträge zur Kerr-Rotation abgedeckt werden, die nicht mit den Prozessen der Elektronenspindynamik in Verbindung stehen. Dies wird jedoch in einem späteren Abschnitt 3.3 noch vorgestellt.

2.2.2.3 Ladungsträgerrekombination

Zum Abschluss des Kapitels Spinrelaxation soll noch betrachtet werden, wie mittels optischer Ausrichtung Spinrelaxationszeiten beobachtet werden können, die länger als die Ladungsträgerrekombinationszeit τ_{R} sind. Auf den ersten Blick erscheint dieses Phänomen nämlich nicht realistisch, da im Falle einer optischen Anregung die Spinpolarisation dadurch erzeugt wird, dass die Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband gehoben werden. Damit entsteht im Leitungsband ein Ungleichgewicht von Elektronenspins aufgrund der optischen Auswahlregeln, die zuvor beschriebene Spinpolarisation. Auf der anderen Seite, dem Valenzband, ist aber zeitgleich eine genauso hohe Anzahl an Löchern erzeugt worden. Dabei gilt über die Eigendrehimpulserhaltung, dass der Eigendrehimpuls (Spin) der Lochzustände plus ein σ^+ -polarisiertes Photon (Störung) mit $\Delta m = \pm 1$ den Eigendrehimpuls des Elektronenzustandes ergibt. Das gesamte System besitzt also einen festen Eigendrehimpuls. Wird zum Beispiel entsprechend Abbildung 8 der Übergang von dem Schwerlochzustand $m_j = -3/2$ in das Leitungsband $m_j = -1/2$ mittels σ^+ -Photonen angeregt, so kann nicht ein Leitungsband-Elektron mit $m_j = 1/2$ mit dem Schwerlochzustand $m_j = -3/2$ optisch rekombinieren. Das bedeutet es ist zu erwarten, dass die Elektronen mit den dazugehörigen Löchern rekombinieren.

Bei einer durchgehenden Anregung einer Spinpolarisation gilt zum Beispiel bei Auswertung des dazugehörigen Signals (z. B. Standard-Photolumineszenz, Hanle):

$$P_s = \frac{P_{s_0}}{1 + \frac{\tau_R}{\tau_s}}, \quad (2.69)$$

das bedeutet, wenn zum Beispiel die Ladungsträgerrekombinationszeit τ_R deutlich länger ist, als die Spinrelaxationszeit τ_s , so konnten die Spins bis zur optischen Rekombination der Elektronen und Löcher schon relaxieren. Daraus folgt, dass der aus dem Polarisationszustand ermittelte Grad der Spinpolarisation gegen Null geht und keine Information über die tatsächliche Spinrelaxationszeit gewonnen werden kann.

Werden Messmethoden benutzt, die direkt den Spinzustand messen, wie zum Beispiel die zeitaufgelöste Kerr- oder Faraday-Rotation, so gilt für die messbare Spinrelaxationszeit τ_s^* :

$$\frac{1}{\tau_s^*} = \frac{1}{\tau_R} + \frac{1}{\tau_s}, \quad (2.70)$$

was wiederum bedeutet, dass die niedrigere Zeitkonstante die dominierende darstellt. Logischer Weise kann damit der Spin eines optisch ausgerichteten Elektrons nicht mehr gemessen werden, wenn eine optische Rekombination stattgefunden hat. Zum Beispiel bildet die Ladungsträgerrekombinationszeit bei einem intrinsischen Halbleiter, bei dem näherungsweise das Valenzband voll und das Leitungsband leer ist, eine obere Grenze. Diese Zeiten sind meistens nicht sonderlich lang, so gilt zum Beispiel typischer Weise für GaAs: $\tau_{R,\text{GaAs}} \leq 1 \text{ ns}$ [Ram02]. So sind längere Spinrelaxationszeiten dementsprechend nicht messbar, da ungefähr alle optisch erzeugten Elektronenspins hauptsächlich wieder mittels Photonenemissionen rekombinieren werden (nicht strahlende Rekombination auch möglich).

Mittels eines kleinen Kunstgriffes und der Eigenschaft der Löcherspins, sehr kurze Dephasierungszeiten zu besitzen (siehe Kapitel 2.2.2.2), ist es dennoch möglich sehr lange Spinrelaxationszeiten zu erhalten. Wird ein n -dotierter Halbleiter benutzt, so sind bei $T \neq 0$ immer eine große Menge an Elektronen vorhanden. Bei einer optischen Ausrichtung addieren sich also die generierten Elektronen zu den zuvor schon vorhandenen Elektronen, wobei erstere spinpolarisiert und letztere unpolarisiert sind. Da nun die Löcherspins nach sehr kurzer Zeit ihre Spinpolarisation verlieren, können diese mit Elektronen jeglichen Spinzustandes rekombinieren, das heißt die Differenz $\Delta n = n_\uparrow - n_\downarrow$ bleibt gleich. Handelte es sich bei der optischen Anregung um eine kleine Störung, wurden also im Vergleich zur bestehenden Elektronenkonzentration eine geringe Konzentration neuer Elektronen erzeugt, so wird die Polarisation der optisch rekombinierten Ladungsträger annähernd unpolarisiert sein und die erzeugten spinpolarisierten Elektronen hinterlassen einen „Spin-Fingerabdruck“, also ein Ungleichgewicht der Elektronenspinzustände unabhängig von der Ladungsträgerrekombination. [Abbildung 18](#) stellt aus Gründen des besseren Verständnisses die einzelnen Vorgänge schematisch dar, wobei die Donator-Niveaus an dieser Stelle vernachlässigt werden, da diese im späteren Verlauf noch im Detail diskutiert werden (siehe Kapitel 4.3.3).

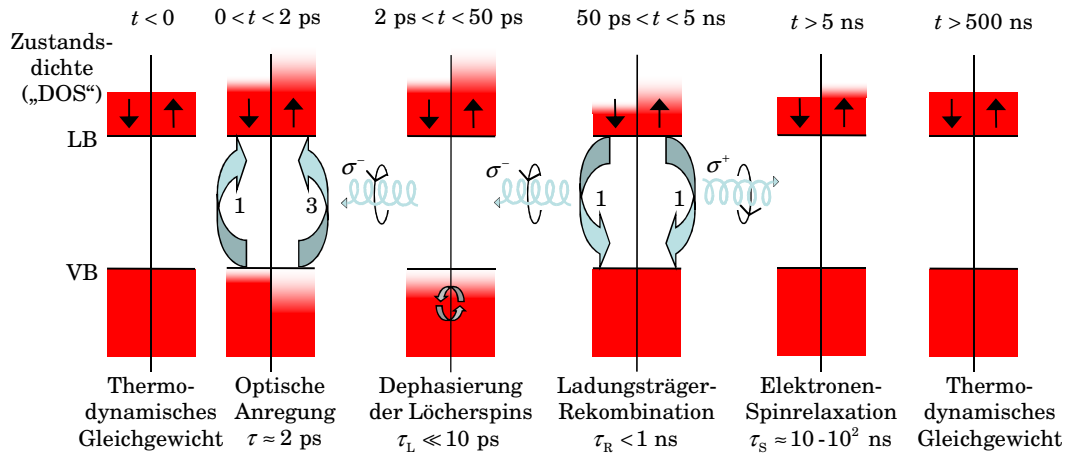


Abbildung 18: Schematische Darstellung der Vorgänge innerhalb eines n -dotierten Halbleiters bei der optischen Ausrichtung von Elektronen: Optische Anregung, Löcherspindephasierung, Ladungsträgerrekombination und Elektronenspinrelaxation.

Mit der Zeitkonstante der Spinrelaxation wird diese Spinpolarisation nun wieder in das thermische Gleichgewicht relaxieren. Wird nun zusätzlich ein externes Magnetfeld angelegt, so wird dieses Ungleichgewicht der Elektronenspinzustände noch zusätzlich eine Präzession um das angelegte Magnetfeld ausführen. Jedoch ist auch dieser Prozess unabhängig von den anderen unpolarisierten Elektronen. Es kann also auch in diesem Fall die reine Evolution der Spinpolarisation beobachtet werden. Aus Gründen der Vollständigkeit ist dieser Fall in der [Abbildung 19](#) dargestellt.

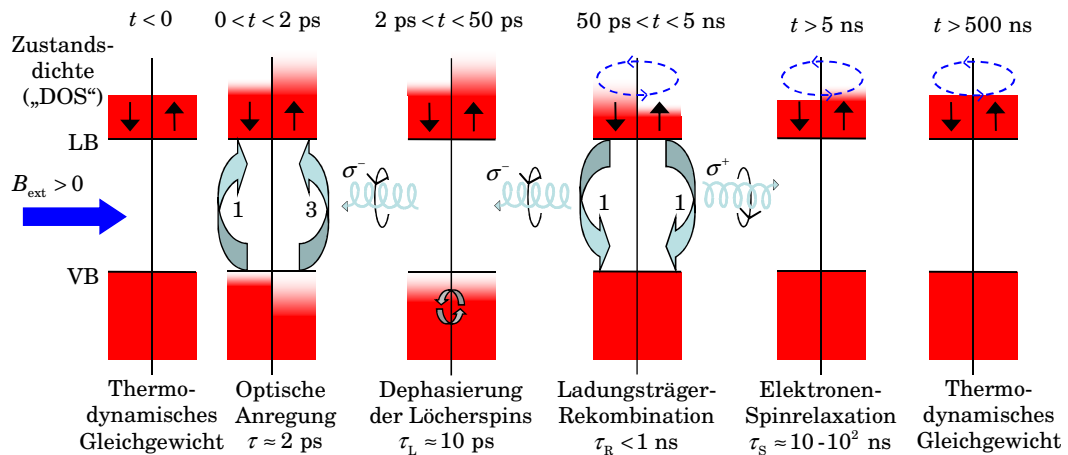


Abbildung 19: Zur Abbildung 18 analoge schematische Darstellung der Vorgänge innerhalb eines n -dotierten Halbleiters bei der optischen Ausrichtung von Elektronen, mit optischer Anregung, Löcherspindephasierung, Ladungsträgerrekombination und Elektronenspinrelaxation unter Einwirkung eines magnetischen Feldes (blau). Die durch das Magnetfeld induzierten Präzessionen sind exemplarisch nur für die letzten drei größeren Zeitbereiche eingezeichnet, da bei den vorherigen kurzen Zeitspannen nur sehr geringe Präzessionswinkel auftreten.

2.3 Das Messen von Spinpolarisationen

Das abschließende Unterkapitel des theoretischen Teils dieser Arbeit beschäftigt sich nun mit der nicht minder wichtigen Fragestellung, wie die zuvor beschriebenen Effekte, also die erzeugte Spinpolarisation (Kapitel 2.1) und ihre Dynamik (Kapitel 2.2) dem Experimentator zugänglich gemacht werden können. Das heißt also mit Hilfe welcher Messtechnik und welchen physikalischen Effekten die dynamischen spinbasierenden Vorgänge innerhalb eines Halbleiters erforscht werden können. Dazu folgt im Anschluss eine kurze, teils historische Zusammenfassung der wichtigsten Messmethoden, bevor die theoretischen Details der magneto-optischen Effekte besprochen werden.

Historisch gesehen gilt als eine der ersten Methoden, Spindynamik im Halbleiter zu erfassen, die zeitaufgelöste Absorptionsmessung. Dabei kann die zeitliche Entwicklung der Quantenschwebungen (*“quantum beats”*) zwischen den beiden exzitonischen Spinzuständen aufgelöst werden, indem zum Beispiel die Larmorfrequenz im Magnetfeld aus dem oszillierenden Absorptionssignal ausgewertet wird (z. B. [Bar91], [Bar92], [Pal08]). Auf dem gleichen Prinzip, nur dass die Quantenschwebungen aus dem Photolumineszenz-Signal ausgewertet werden, beruht die zeitaufgelöste Photolumineszenz-Spektroskopie (*“time-resolved photoluminescence”* TRPL). (z. B. [Heb94], [Oes95]). Eine relative neue Methode zur Messung der Spindynamik stellt die Spinrausch-Spektroskopie dar (z. B. [Cro04], [Oes05], [Mue08]), dabei wird das Rauschspektrum von durch thermische Fluktuationen bedingten Besetzungen von Leitungsbandelektronenspins in einem externen Magnetfeld vermessen.

In dieser Arbeit jedoch wird ein anderer Ansatz zur Messung der Spindynamik verfolgt und zwar werden hierbei magneto-optische Effekte wie der Faraday- und der Kerr-Effekt ausgenutzt. Diese Art der Messung hat sich als sehr umfassend herausgestellt und besonders in den letzten Jahren viel Aufsehen erregen können. Erste Messungen mit dieser Technik wurden in magnetischen Volumenhalbleitermaterialien durchgeführt, um die Magnetisierungsdynamik zu untersuchen [Aws85]. Später gelang es mit Hilfe optimierter experimenteller Anordnungen die ersten Spinoszillationen in magnetischen Halbleitern zeitlich nachzuweisen ([Bau94], [Cro95]). Es folgte dazu eine theoretische Beschreibung der im Halbleiter beobachteten Prozesse [Öst95]. Die ersten Aufsehen erregenden Ergebnisse mit analogem Aufbau an nicht magnetischen Halbleitern wie GaAs folgten ein paar Jahre später, zum Beispiel Messungen der Ladungsträger-spindynamik in ZnSe bei Raumtemperatur [Kik97] oder extreme lange Spindephasierungszeiten in GaAs [Kik98]. Erste Messungen an GaAs wurden noch unter dem Namen gespiegelter inverser Faraday-Effekt (*“specular inverse Faraday effect”* SIFE) veröffentlicht (z. B. [Bun93], [Zhe94], [Pop94], [Bun97]), später setzten sich dann jedoch die Bezeichnungen zeitaufgelöste Faraday-Rotation (*“time-resolved Faraday rotation”* TRFR) für Messungen in Transmissions-Geometrie und zeitaufgelöste Kerr-Rotation (*“time-resolved Kerr rotation”* TRKR) für Messungen in Reflexions-Geometrie durch. Oftmals ist es allerdings schwierig, eine Unterscheidung zwischen diesen beiden Effekten zu treffen, da auch in Reflexions-Geometrie zum Beispiel je nach Anregungswellenlänge der Halbleiter transparent werden kann (siehe auch Abbildung 7) und somit zum Beispiel doch wieder die Faraday-Rotation nach einem doppelten Umlauf gemessen werden kann. Als Beispiel können hier Schichtsysteme und daraus resultierende Mehrfachreflexionen (Substrat etc.) oder einfach eine transparente Probe auf einer Metallhalterung genannt werden beziehungsweise beliebige Kombinationen.

2.3.1 Magneto-optische Effekte

M. Faraday berichtete, dass sich die Polarisationsachse eines linear polarisierten Lichtstrahls bei Transmission durch ein magnetisches Material um einen zur Magnetisierung proportionalen Winkel dreht. J. Kerr beobachtete dagegen, dass die Reflexion linear polarisierten Lichts an einer magnetisierten Oberfläche ebenfalls zu einer Drehung der Polarisationsachse führt. Aufgrund des hohen Bekanntheitsgrades der miteinander verbundenen Effekte, M. Faraday beobachtet den nach ihm benannten Faraday-Effekt schon 1846 [Far46] und J. Kerr den nach ihm benannten Kerr-Effekt 1877 [Ker77], wird hier auf eine vollständige mathematische Herleitung verzichtet unter Verweis auf einschlägige Literatur zu diesem Thema (z. B. [Yan93], [You96], [You98], [Zak90], [Zak90b]). beziehungsweise speziell für Halbleiter (z. B. [Hei04], [Hal09]). Stattdessen werden die wichtigsten Schritte und Ergebnisse skizziert. Magneto-optische Effekte im Hinblick auf deren Anwendung speziell in Halbleitern werden auch ausführlicher im Anschluss an die allgemeine Beschreibung behandelt.

Die Basis für eine makroskopische Beschreibung der magneto-optischen Effekte bilden die vier Maxwell-Gleichungen [Max65] beziehungsweise die zwei dazugehörigen Materialgleichungen. Im Allgemeinen ist der Effekt des magnetischen Permeabilitäts-Tensors sehr gering, so dass dieser als isotrop angesehen werden kann und zum Einheits-Tensor wird. Die Reaktion eines Mediums, das mit einer elektromagnetischen Welle bestrahlt wird, kann mit Hilfe der Gleichung $\mathbf{D} = \tilde{\epsilon}\mathbf{E}$ und mittels des Dielektrizitäts-Tensors $\tilde{\epsilon}$ und der elektrischen Verschiebungs-dichte \mathbf{D} beschrieben werden. In einem isotropen Medium wird der Dielektrizitäts-Tensor ein Skalar, da alle nicht diagonalen Elemente zu null werden. Dagegen unterschieden sich diese nicht diagonalen Elemente von Null im Falle von anisotropen Medien oder im dem Spezialfall, bei dem ein isotropes Medium eine Magnetisierung aufweist. Letztere Fall wird im Folgenden besprochen und der Dielektrizitäts-Tensor stellt sich abhängig von der Magnetisierung $\mathbf{M} = (m_x, m_y, m_z)$ wie folgt dar:

$$\tilde{\epsilon}(\mathbf{M}) = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy}(m_z) & \epsilon_{xz}(m_y) \\ -\epsilon_{xy}(m_z) & \epsilon_{xx} & \epsilon_{yz}(m_x) \\ \epsilon_{xz}(m_y) & -\epsilon_{yz}(m_x) & \epsilon_{xx} \end{pmatrix} \text{ mit } \epsilon_{ij} = \epsilon'_{ij} + i\epsilon''_{ij} \in \mathbb{C}, \quad (2.71)$$

wobei für gewöhnlich alle Komponenten komplex sind. Der Realteil wird mit ϵ'_{ij} bezeichnet, der Imaginärteil mit ϵ''_{ij} . In erster Ordnung hängen die nicht diagonalen Elemente linear von der Magnetisierung ab und gehen gegen Null bei verschwindender Magnetisierung. Die Diagonal-Elemente dagegen sind in erster Ordnung unabhängig von der Magnetisierung. Für ein isotropes System, das entlang der z -Achse magnetisiert ist, stellt sich der Dielektrizitäts-Tensor dementsprechend folgendermaßen dar:

$$\tilde{\epsilon}(m_x = m_y = 0) = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & 0 \\ -\epsilon_{xy} & \epsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{xx} \end{pmatrix}. \quad (2.72)$$

Es werden typischer Weise ebene elektromagnetische Wellen der nachfolgenden Form angenommen:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 \exp(i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)) \text{ bzw. } \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}_0 \exp(i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)), \quad (2.73)$$

mit dem komplexen Wellenvektor \mathbf{k} . Werden diese Gleichungen aus (2.73) nun in die Maxwell-Gleichungen eingesetzt, so folgt nach einer kurzen Umformung und Ausnutzen von Vektorprodukt-Rechenregeln die bekannte Wellengleichung:

$$-\mathbf{k}^2 \mathbf{E} + \varepsilon_0 \mu_0 \omega^2 \tilde{\varepsilon} \mathbf{E} = 0. \quad (2.74)$$

Der komplexe Brechungsindex $n = n + i\kappa$ ist über die Brechzahl n und den Extinktionskoeffizienten κ definiert ist. Mit Hilfe der Substitutionen $\mathbf{n} = \mathbf{k}/k_0$ für den komplexen Brechungsindex-Vektor und $k_0 = \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \omega = \omega/c_0 = 2\pi/\lambda_0$ für die Wellenzahl folgt nach Einsetzen der Gleichung (2.72) in Gleichung (2.74) die nachstehende Eigenwert-Gleichung:

$$\begin{pmatrix} n^2 - \varepsilon_{xx} & -\varepsilon_{xy} & 0 \\ \varepsilon_{xy} & n^2 - \varepsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & n^2 - \varepsilon_{xx} \end{pmatrix} \mathbf{E} = 0. \quad (2.75)$$

Bewegt sich nun die Welle zum Beispiel parallel zur Magnetisierungsrichtung, also in der am häufigsten in Gebrauch befindlichen polaren Geometrie, gilt $E_z = 0$, $\mathbf{k} = (0, 0, k_z)$, $n = k_z/k_0$ und damit:

$$(n^2 - \varepsilon_{xx}) \cdot E_x - \varepsilon_{xy} \cdot E_y = \varepsilon_{xy} \cdot E_x + (n^2 - \varepsilon_{xx}) \cdot E_y = 0. \quad (2.76)$$

Die nicht-trivialen Lösungen für diese Gleichung sind demnach durch

$$E_y = \pm i E_x \quad \text{und} \quad n_{1,r}^2 = \varepsilon_{xx} \pm i \varepsilon_{xy} \quad (2.77)$$

gegeben. Der Lösung des elektrischen Feldes kann entnommen werden, dass sich die Eigenvektoren für die Ausbreitungsbewegung innerhalb von Materie durch zirkular rechts- und links polarisierte elektromagnetische Wellen beschreiben lassen. Die nicht diagonalen Elemente innerhalb des Dielektrizitäts-Tensors sorgen also dafür, dass der komplexe Brechungsindex für rechts- und linkszirkular polarisiertes Licht unterschiedlich ist. Es gilt $\Delta n_{1,r} = n_r - n_l \neq 0$, was die Grundlage sowohl für den Faraday- als auch den Kerr-Effekt bildet. Von zirkularer Doppelbrechung spricht man dabei, wenn der Unterschied bei den Brechzahlen $\Delta n = n_r - n_l$ auftritt und von zirkularem Dichroismus, wenn die Differenz in den Extinktionskoeffizienten $\Delta \kappa = \kappa_r - \kappa_l$ begründet liegt.

Um den Einfluss der nicht diagonalen Elemente des Dielektrizitäts-Tensors auf die später errechneten Faraday- und Kerr-Winkel zu untersuchen, werden im Folgenden der Realteil ε'_{ij} und der Imaginärteil ε''_{ij} der komplexen Dielektrizitäts-Tensorelemente ε_{ij} mithilfe der Brechzahl n , des Extinktionskoeffizienten κ und der Gleichung (2.77) dargestellt. Jeweils das zweite Gleichheitszeichen in den Gleichungen von (2.78) benötigt eine einfache algebraische Umformung mit der Substitution $n = (n_r + n_l)/2$ und $\kappa = (\kappa_r + \kappa_l)/2$ als Definition der Mittelwerte. Hinzu wird zuvor genannten Definitionen der Differenzen von Δn und $\Delta \kappa$ benutzt und ermöglicht einen einfacheren Zugang zu den Größen:

$$\begin{aligned} \varepsilon'_{xx} &= \frac{1}{2} (n_r^2 + n_l^2 - \kappa_r^2 - \kappa_l^2) = n^2 - \kappa^2 + \frac{1}{4} (\Delta n^2 - \Delta \kappa^2) \\ \varepsilon''_{xx} &= n_r \kappa_r + n_l \kappa_l = 2n\kappa + \frac{1}{2} \Delta n \Delta \kappa \\ \varepsilon'_{xy} &= n_r \kappa_r - n_l \kappa_l = n \Delta \kappa + \kappa \Delta n \\ \varepsilon''_{xy} &= \frac{1}{2} (-n_r^2 + n_l^2 + \kappa_r^2 - \kappa_l^2) = \kappa \Delta \kappa - n \Delta n. \end{aligned} \quad (2.78)$$

Die Gleichungen aus (2.78) können nun auch dazu genutzt werden, die Brechzahldifferenz Δn und die Differenz der Extinktionskoeffizienten $\Delta \kappa$ umzuschreiben:

$$\Delta n = \frac{\kappa \mathcal{E}_{xy}' - n \mathcal{E}_{xy}''}{n^2 + \kappa^2} \quad \text{und} \quad \Delta \kappa = \frac{n \mathcal{E}_{xy}' + \kappa \mathcal{E}_{xy}''}{n^2 + \kappa^2}. \quad (2.79)$$

Damit wurden die notwendigen Grundlagen diskutiert, um im nächsten Abschnitt mit der Berechnung des Faraday-Effektes fortzuführen. Hilfreich zeigt sich dabei ebenfalls die folgende [Abbildung 20](#), die zur Erklärung und Definition relevanter Größen der elliptischen Polarisation dient.

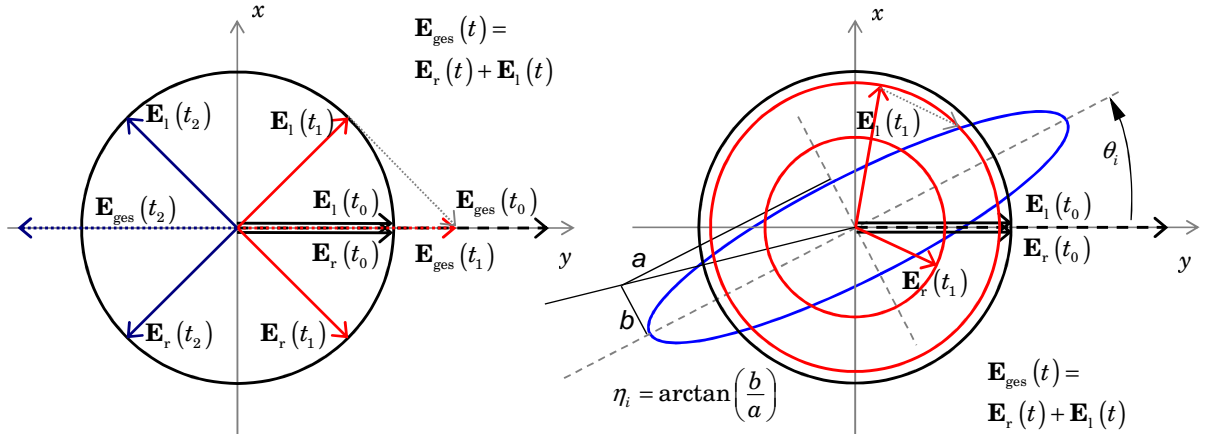


Abbildung 20: Links: Superposition recht- und linkszirkular polarisierter elektromagnetischer Wellen zu einer linear polarisierten Welle. Rechts: Auftrennung einer linear polarisierten Welle in ihre rechts- und linkszirkulären Anteile, die sich für einen Zeitraum mit unterschiedlicher Geschwindigkeit und Extinktionskoeffizienten ausbreiten und in einer elliptisch polarisierten Welle mit gedrehter Polarisationsachse resultieren. Beispielhafte Vektoraddition (grau gepunktet).

Der linke Teil beschreibt dabei die Auftrennung einer ungestörten linear s -polarisierten elektromagnetischen Welle anhand einiger markanter Zeitpunkte in die Superposition einer rechts- und linkszirkular polarisierten Welle mit einer identischen Amplitude und Ausbreitungsgeschwindigkeit. Im Ergebnis addieren sich die Anteile, die nicht kollinear mit der y -Achse sind zu Null und die Schwingung erfolgt entlang der y -Achse. Auf der rechten Seite ist zu sehen, wie eine anfangs linear s -polarisierte elektromagnetische Welle in ihre rechts- und linkszirkulären Anteile für den Zeitpunkt t_0 aufgetrennt wird. Diese einzelnen Anteile besitzen nun zum Beispiel beim Durchlaufen einer bestimmten Materie unterschiedliche Ausbreitungsgeschwindigkeiten und Extinktionskoeffizienten, so dass die Amplituden und die Winkelrotationen nach der Zeit in der Materie t_1 unterschiedlich sind und ab dieser Zeit wieder mit den identischen Parametern weiter schwingen. So entsteht eine elliptische Polarisation mit einer gegenüber der anfänglichen Polarisation gedrehten Polarisationsachse. Existieren nur unterschiedliche Ausbreitungsgeschwindigkeiten, so resultiert diese Situation nur in einer Drehung der Polarisationsrichtung. Existieren nur unterschiedliche Extinktionskoeffizienten, so kommt es zu einer elliptischen Polarisation ohne Änderung der Polarisationsachse.

2.3.1.1 Der Faraday-Effekt

Für die Beschreibung des Faraday-Effekts wird ohne Verletzung der Allgemeinheit von einer ebenen elektromagnetischen Welle ausgegangen, die in x -Richtung polarisiert ist und sich in Richtung der z -Achse mit einer komplexen Amplitude fortbewegt:

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \begin{pmatrix} E_0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \exp(i(k_z z - \omega t)). \quad (2.80)$$

Die Lösungen aus Gleichung (2.77) zeigen, dass sich die Beschreibung der Lichtausbreitung innerhalb eines Mediums am sinnvollsten durch zirkular polarisierte Wellen darstellen lässt, weshalb auch die linear polarisierte Welle aus Gleichung (2.80) in ihre rechts- und links zirkular polarisierten Anteile mit Hilfe der zirkularen Einheitsvektoren \mathbf{e}_r und \mathbf{e}_l zerlegt wird:

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \exp\left[i\left(n_r \frac{2\pi}{\lambda_0} z - \omega t\right)\right] \cdot \mathbf{e}_r + \frac{E_0}{\sqrt{2}} \exp\left[i\left(n_l \frac{2\pi}{\lambda_0} z - \omega t\right)\right] \cdot \mathbf{e}_l$$

(2.81)

mit $\mathbf{e}_{r,l} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\mathbf{e}_x \mp i\mathbf{e}_y)$.

An dieser Stelle erhalten auch die beiden unterschiedlichen komplexen Brechungsindizes $n_{r,l}$ jeweils für die beiden zirkularen Ausbreitungen des elektrischen Feldes Einzugs. Wird nun zum Beispiel ein Material mit einer Schichtdicke z_0 von dieser Welle durchlaufen, so ergeben sich folgende Differenzen sowohl für die Beträge der elektrischen Feldstärke $\Delta|E|$ als auch für den Phasenversatz $\Delta\varphi$, jeweils am Ende der transmittierten Strecke durch die verschiedenen schnellen Rotationsgeschwindigkeiten der beiden zirkularen Polarisationszustände:

$$\Delta E = E_r - E_l = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cdot \left(\exp\left[i\left(n_r \frac{2\pi z_0}{\lambda_0}\right)\right] - \exp\left[i\left(n_l \frac{2\pi z_0}{\lambda_0}\right)\right] \right) \Rightarrow$$

$$\Delta|E| = |E_r| - |E_l| = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cdot \left(\exp\left[-\kappa_r \frac{2\pi z_0}{\lambda_0}\right] - \exp\left[-\kappa_l \frac{2\pi z_0}{\lambda_0}\right] \right) \text{ und } \Delta\varphi = \varphi_r - \varphi_l = \Delta n \frac{2\pi z_0}{\lambda_0}. \quad (2.82)$$

Für den Phasenversatz ist also eine Differenz innerhalb der Brechzahl verantwortlich, wohingegen eine Differenz bei dem Imaginärteil des komplexen Brechungsindex, also bei dem Extinktions-Koeffizienten, zu einem unterschiedlichen Betrag der elektrischen Feldstärke führt. Wie in [Abbildung 20](#) dargestellt, führen verschiedene elektrische Feldstärken zu einem elliptischen Profil, während ein Unterschied zwischen den Phasen dem halben Faraday-Winkel entspricht:

$$\theta_F = \frac{\Delta\varphi}{2} = \frac{1}{2}(\arg(E_r) - \arg(E_l)) = \Delta n \frac{\pi z_0}{\lambda_0} = \frac{\pi z_0}{\lambda_0} \cdot \frac{\kappa \mathcal{E}'_{xy} - n \mathcal{E}''_{xy}}{n^2 + \kappa^2}. \quad (2.83)$$

Das letzte Gleichheitszeichen stammt aus der Verbindung mit der Gleichung (2.79). Für die Elliptizität η_F ergibt sich folgender Wert ([Abbildung 20](#)):

$$\eta_F = \frac{|E_r| - |E_l|}{|E_r| + |E_l|} = \tanh\left(-\Delta\kappa \frac{\pi z_0}{\lambda_0}\right) \approx -\Delta\kappa \frac{\pi z_0}{\lambda_0} = -\frac{\pi z_0}{\lambda_0} \cdot \frac{n \mathcal{E}'_{xy} + \kappa \mathcal{E}''_{xy}}{n^2 + \kappa^2}. \quad (2.84)$$

Diese Näherung nach dem zweiten Gleichheitszeichen behält ihre Gültigkeit für den im Allgemeinen auftretenden Fall, dass $\Delta\kappa\pi z_0/\lambda_0 \ll 1$, denn es gilt dann nach Taylor-Reihenentwicklung $\tanh(x) \approx x$. Oftmals wird auch der komplexe Faraday-Winkel q_F angegeben, dieser lässt sich einfach aus den beiden Gleichungen (2.83) und (2.84) zusammensetzen:

$$q_F = \theta_F - i\eta_F \approx \Delta n \frac{\pi z_0}{\lambda_0} + i\Delta\kappa \frac{\pi z_0}{\lambda_0} = \Delta n \frac{\pi z_0}{\lambda_0}. \quad (2.85)$$

Da die Messmethode des Faraday-Effekts in Transmission natürlich immer dann zum Einsatz kommt, wenn die Absorption gering ist, gilt im Allgemeinen $\kappa \ll n$. Zum Beispiel gilt in GaAs unterhalb der Bandkante folgende Abschätzung (z. B. [Stu62] (siehe [Abbildung 7](#)), [Asp83]):

$$\begin{aligned} \alpha_{\text{GaAs}}(T = 300 \text{ K}) &\ll 10^4 \text{ cm}^{-1} \quad \text{mit} \quad \kappa = \frac{\alpha\lambda}{2\pi} \Rightarrow \\ \kappa_{\text{max}} &= \frac{10^4 \text{ cm}^{-1} \cdot 870 \text{ nm}}{2\pi} \approx 0,1 \Rightarrow \kappa \ll n = 3,7, \end{aligned} \quad (2.86)$$

der Absorptionskoeffizient α ist mit dem Extinktions-Koeffizienten κ über einen Vergleich des elektrischen Feldes zum Beispiel aus der Gleichung (2.82) und der Intensität aus dem Beer'schen Absorptionsgesetz von Gleichung (2.2) gegeben. Somit kann in diesem Fall Gleichung (2.83) und (2.84) weiter genähert werden, indem die κ -Terme vernachlässigt werden und es folgt:

$$\theta_F \approx \frac{\pi z_0}{\lambda_0} \cdot \frac{-n\epsilon_{xy}''}{n^2} = -\frac{\pi z_0}{\lambda_0 n} \epsilon_{xy}'' \quad \text{bzw.} \quad \eta_F \approx \frac{\pi z_0}{\lambda_0} \cdot \frac{n\epsilon_{xy}'}{n^2} = \frac{\pi z_0}{\lambda_0 n} \epsilon_{xy}'. \quad (2.87)$$

2.3.1.2 Der magneto-optische Kerr-Effekt

Oftmals ist eine Transmissionsmessung mittels des Faraday-Effekts nicht angebracht, sei es einfach eine Beschränkung zum Beispiel durch die Montage der Probe oder die zu untersuchende Dicke der Probe oder bedingt durch eine Nutzung von Anregungswellenlängen, die oberhalb der Energiebandkante liegen und dementsprechend den Lichtstrahl stark absorbieren würden. In diesen Fällen ist es angebracht, den Kerr-Effekt zu benutzen. Dieser basiert auf den gleichen physikalischen Grundlagen, mit dem Unterschied, dass der Lichtstrahl an der Probe reflektiert wird anstatt durch die Probe zu transmittieren. Aufgrund der Vielzahl von Parametern wird auch hier auf eine vollständige mathematische Beschreibung verzichtet und stattdessen die drei grundsätzlichen Geometrien vorgestellt und für den Fall der polaren Geometrie die wichtigsten Schritte und Ergebnisse skizziert (z. B. [Yan93], [You96], [You98], [Zak90], [Zak90b]).

Die [Abbildung 21](#) zeigt die grundsätzlich zu unterscheidenden Geometrien des Kerr-Effektes. Oftmals besteht allerdings im Experiment die Schwierigkeit, verschiedene Mischzustände zwischen diesen Grundgeometrien zu trennen. Unterschieden wird bei den Kerr-Geometrien die Richtung der Magnetisierung \mathbf{M} in Bezug auf den Normalen-Vektor der Halbleiteroberfläche \mathbf{n}_{H} und der Ebene des Lichteinfalls. Letztere kann ebenfalls mittels eines Normalen-Vektors $\mathbf{n}_{\text{Laser}}$, der senkrecht zu dieser Ebene steht, definiert werden. Aus diesen Kombinationen entstehen die fundamentalen Anordnungen, wobei immer von einem linear polarisierten Licht (π -Polarisation) ausgegangen wird. Betrachtet werden nun die beiden Grenzfälle von s - oder p -polarisiertem Licht. Während der longitudinale und polare Kerr-Effekt jeweils zu elliptisch polarisiertem Licht führt, unabhängig von der eingehenden linearen Polarisation (s oder p), ist dies bei dem transversalen Kerr-Effekt nicht der Fall. Letzterer tritt nur auf, wenn das linear polarisierte Licht eine p -Polarisation aufweist und auch dann wird nicht die Polarität des Lichtes, sondern dessen Reflektivität gemessen.

Geometrien des magneto-optischen Kerr-Effekts:

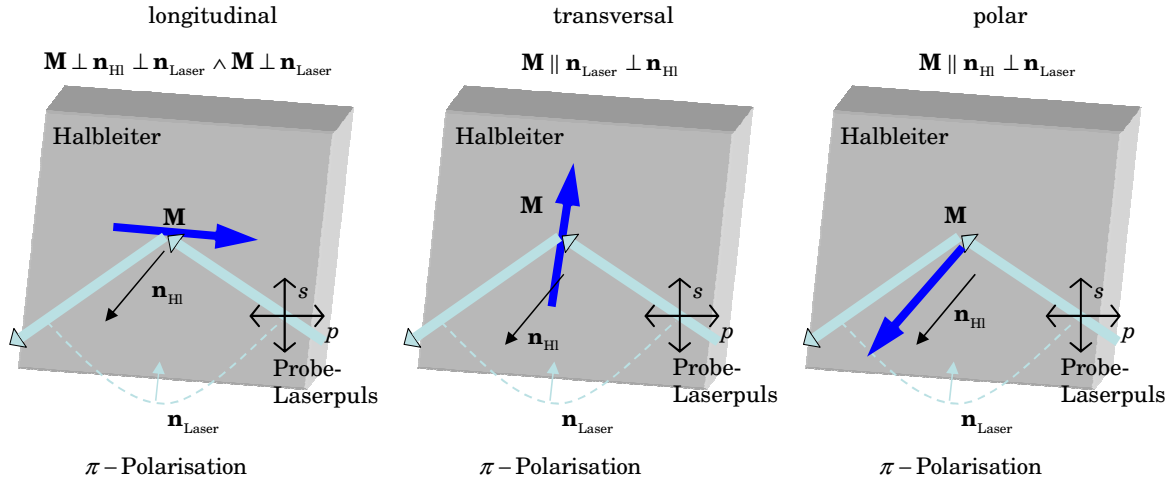


Abbildung 21: Die drei grundsätzlichen magneto-optischen Kerr-Geometrien.

Wird der Kerr-Effekt auf einen Halbleiter wie GaAs angewendet, bei dem mittels optischer Ausrichtung eine Spinpolarisation erzeugt wurde, so kommt es hierbei auch zu einer Vermischung diverser Geometrien. Bei der Erzeugung liegt eine polare Magnetisierung vor und es wird der polare Kerr-Effekt gemessen. Bedingt durch das angelegte Magnetfeld ($B_{\text{ext}} \perp \mathbf{n}_{\text{Laser}}$ und $B_{\text{ext}} \perp \mathbf{n}_{\text{Hl}}$) präzediert diese Magnetisierung aber, was dann nach einer Drehung um $\pi/2$ zu einer Magnetisierung in der Ebene der Halbleiteroberfläche entsprechend der transversalen Geometrie resultiert. Diese Anordnung in Kombination mit einem s -polarisierten Laserstrahl führt allerdings zu keinem weiteren Effekt und wurde deshalb extra so gewählt, damit es außerhalb des polaren Kerr-Effektes zu keinen Störeinflüssen mehr kommt. Dies bedeutet, dass das Messsignal, welches aufgrund des polaren Kerr-Effektes entsteht, natürlich gegen null strebt, wenn die Projektion auf die polare Komponente, also im rein transversalen Fall, gegen null geht. Dreht sich die Magnetisierung weiter, entsteht entsprechend der Projektion auf die polare Komponente wieder ein Messsignal (polarer Kerr-Effekt).

Eine generelle Beschreibung des Vorgangs der Reflexion an einer Grenzfläche zwischen Material 1 mit dem komplexen Brechungsindex $n_{i,1}$ und der Permeabilität $\mu_{i,1}$ und dem Material 2 mit dem komplexen Brechungsindex $n_{i,2}$ und der magnetischen Permeabilität $\mu_{i,2}$ geschieht mittels den Fresnel'schen Formeln (siehe z. B. [Jac06]). Dabei sind die komplexen Reflektivitäten für die s -polarisierten und p -polarisierten Komponenten r_s und r_p wie folgt über die Verhältnisse der eingehenden und reflektierten komplexen elektrischen Feldstärke definiert:

$$r_s = \frac{E_{s,\text{ref}}}{E_{s,\text{ein}}} = \frac{n_1 \cos(\gamma) - \frac{\mu_1}{\mu_2} n_2 \cos(\beta)}{n_1 \cos(\gamma) + \frac{\mu_1}{\mu_2} n_2 \cos(\beta)} = \frac{n_1 \cos(\gamma) - \frac{\mu_1}{\mu_2} \sqrt{n_2^2 - n_1^2} \sin^2(\gamma)}{n_1 \cos(\gamma) + \frac{\mu_1}{\mu_2} \sqrt{n_2^2 - n_1^2} \sin^2(\gamma)} \quad \text{bzw.} \quad (2.88)$$

$$r_p = \frac{E_{p,\text{ref}}}{E_{p,\text{ein}}} = \frac{n_2 \frac{\mu_1}{\mu_2} \cos(\gamma) - n_1 \cos(\beta)}{n_2 \frac{\mu_1}{\mu_2} \cos(\gamma) + n_1 \cos(\beta)} = \frac{n_2^2 \frac{\mu_1}{\mu_2} \cos(\gamma) - n_1 \sqrt{n_2^2 - n_1^2} \sin^2(\gamma)}{n_2^2 \frac{\mu_1}{\mu_2} \cos(\gamma) + n_1 \sqrt{n_2^2 - n_1^2} \sin^2(\gamma)}.$$

Das zweite Gleichheitszeichen liegt in der Anwendung des Brechungsgesetzes von Snellius $n_1 \sin(\gamma) = n_2 \sin(\beta)$ mit dem Einfallswinkel γ , dem Ausfallswinkel β und eines bekannten Additionstheorems für trigonometrische Funktionen begründet.

Ohne Verletzung der Allgemeinheit wird im Folgenden wieder der Spezialfall eines senkrechten Einfalls $\gamma = 0$ unter polarer Geometrie betrachtet. Zudem soll es sich bei dem Material 1 um Luft handeln, das heißt es gilt: $n_1 \cong 1$. Das Material 2 soll ein nicht magnetischer Halbleiter sein, das bedeutet, es gilt: $\mu_1/\mu_2 \cong 1$. Damit vereinfachen sich die Fresnel'schen Formeln wie folgt:

$$r_s = \frac{E_{s,\text{ref}}}{E_{s,\text{ein}}} = \frac{1 - n_2}{1 + n_2} = -r_p = -\frac{E_{p,\text{ref}}}{E_{p,\text{ein}}}. \quad (2.89)$$

Dies hat zur Folge, dass die beiden Reflexionskoeffizienten R_i entarten, also die Intensität der Reflexion unabhängig von der Polarisation ist:

$$R = R_s = R_p = |r_s|^2 = |r_p|^2 = \left(\frac{E_{s,\text{ref}}}{E_{s,\text{ein}}} \right)^2 = \left(\frac{E_{p,\text{ref}}}{E_{p,\text{ein}}} \right)^2 = \left(\frac{1 - n_2}{1 + n_2} \right)^2 \quad (2.90)$$

Analog zu dem Faraday-Effekt ergibt sich wieder eine Zerlegung des linear polarisierten Lichts in die Eigenmoden für elektromagnetische Wellen im Medium aus Gleichung (2.77), also zirkular polarisierte Wellen. Dies wird am Beispiel einer s -Polarisation gezeigt, obwohl eine p -Polarisation zum gleichen Ergebnis führt. Das bedeutet, es gilt für die rechts und links zirkularen Reflektivitäten der Welle beziehungsweise deren Amplituden:

$$r_{r,l} = \frac{1 - n_{r,l}}{1 + n_{r,l}} \quad \text{mit} \quad E_{\text{ref},r} = \frac{E_0}{\sqrt{2}} r_r \quad \text{und} \quad E_{\text{ref},l} = \frac{E_0}{\sqrt{2}} r_l. \quad (2.91)$$

Dementsprechend werden auch die gleichen folgenden Definitionen für den Kerr-Winkel θ_K und die Kerr-Elliptizität η_K benutzt:

$$\begin{aligned} \theta_K &= \frac{\Delta\varphi}{2} = \frac{1}{2} (\arg(E_{\text{ref},r}) - \arg(E_{\text{ref},l})) = \frac{1}{2} (\arg(r_r) - \arg(r_l)) \quad \text{bzw.} \\ \eta_K &= \frac{|E_{\text{ref},r}| - |E_{\text{ref},l}|}{|E_{\text{ref},r}| + |E_{\text{ref},l}|} = \frac{|r_r| - |r_l|}{|r_r| + |r_l|}. \end{aligned} \quad (2.92)$$

Das bedeutet, dass der Kerr-Winkel sich ebenfalls aus dem halben Phasenversatz ergibt, der aus der Differenz der rechts- und linkszirkularen reflektierten komplexen elektrischen Feldstärke resultiert. Die Kerr-Elliptizität dagegen ist definiert als die Differenz dieser beiden Amplituden geteilt durch die Summe der beiden Amplituden. Mit der Einführung des komplexen Verhältnisses der beiden genormten Reflektivitäten \mathcal{R} für eine kürzere Notation und der Euler'schen Darstellung von komplexen Zahlen folgt:

$$\theta_K = \frac{1}{2} (\arg(r_r) - \arg(r_l)) \quad \text{mit} \quad \mathcal{R} := \frac{\frac{r_r}{|r_r|}}{\frac{r_l}{|r_l|}} \Rightarrow \theta_K = -\frac{i}{2} \ln(\mathcal{R}). \quad (2.93)$$

Wird an dieser Stelle der Tangens auf den Kerr-Winkel angewendet und der Zusammenhang zwischen Hyperbel- und den trigonometrischen Funktionen mit Hilfe komplexer Argumente ausgenutzt, folgt das erste Gleichheitszeichen in Gleichung (2.94). Das zweite Gleichheitszeichen innerhalb dieser Gleichung (2.94) ergibt sich darauf über die Definition des Tangens Hyperbolicus mittels Exponentialfunktionen.

$$\tan(\theta_K) = -i \tanh\left(\frac{1}{2} \ln(\mathcal{R})\right) = -i \left(\frac{\exp\left(\frac{1}{2} \ln(\mathcal{R})\right) - \exp\left(-\frac{1}{2} \ln(\mathcal{R})\right)}{\exp\left(\frac{1}{2} \ln(\mathcal{R})\right) + \exp\left(-\frac{1}{2} \ln(\mathcal{R})\right)} \right) = -i \frac{\sqrt{\mathcal{R}} - \frac{1}{\sqrt{\mathcal{R}}}}{\sqrt{\mathcal{R}} + \frac{1}{\sqrt{\mathcal{R}}}}. \quad (2.94)$$

Hier folgen nun einige algebraische Umformungen zur Vereinfachung, nachdem für \mathcal{R} wieder die Definition aus der Gleichung (2.93) eingesetzt wird. Diese können von Hand oder wie in diesem Fall mit Hilfe von analytischen Mathematikprogrammen durchgeführt werden. Zudem wird eine Näherung benutzt, die für den Kerr-Effekt in Halbleitern auf jeden Fall Gültigkeit besitzt, und zwar dass sich die Beträge der Reflektivitäten $|r_1| \approx |r_r|$ kaum unterscheiden, da die Elliptizität und der Kerr-Winkel sehr klein sind und damit die Division beider zu ungefähr eins führt. Das Ergebnis lautet dann ausgehend von der Gleichung (2.94) wie folgt:

$$\tan(\theta_K) = i + \frac{1}{\frac{1}{2}i + \frac{\frac{1}{2}ir_1}{r_r \left| \frac{r_1}{r_r} \right|}} \in \mathbb{R} \Rightarrow \tan(\theta_K) \cong i + \frac{1}{\frac{1}{2}i + \frac{\frac{1}{2}ir_1}{r_r}}. \quad (2.95)$$

Allerdings führt die letzte Näherung zu einem unerwünschten Nebeneffekt, nämlich dass der ursprünglich reelle Kerr-Winkel nun einen imaginären Anteil hinzubekommen hat, der zwar äußert klein ist, sich jedoch nicht mehr exakt zu Null kürzt und dadurch die Rechnung durch zusätzliche komplexwertige Terme erschwert. Deshalb sollte an dieser Stelle vermerkt werden, dass gilt:

$$\tan(\theta_K) = \text{Re}(\tan(\theta_K)) + O(\text{Im}(\tan(\theta_K))), \quad (2.96)$$

wobei der Term $O(x)$ bedeutet, dass x vernachlässigt werden kann, also der gesamte Term gegen Null strebt. Nun kann die Gleichung (2.95) mit Hilfe von Gleichung (2.91) und weiteren Umformungen zu folgendem Zwischenergebnis vereinfacht werden:

$$\tan(\theta_K) \cong i + \frac{1}{\frac{1}{2}i + \frac{\frac{1}{2}ir_1}{r_r}} = i + \frac{r_r}{\frac{1}{2}i(r_1 + r_r)} = \frac{n_r - n_l}{-i + in_r n_l}. \quad (2.97)$$

Jetzt kann die Definition des komplexen Brechungsindex $n_{r,l} = n_{r,l} + i\kappa_{r,l}$ eingesetzt werden und der Bruch komplex erweitert werden, damit eine Trennung von reell- und komplexwertigen Anteilen geschehen kann:

$$\tan(\theta_K) = \frac{\kappa_l - \kappa_r + \kappa_l^2 \kappa_r - \kappa_l \kappa_r^2 + \kappa_r n_l^2 - \kappa_l n_r^2}{1 + 2\kappa_r \kappa_l + \kappa_r^2 n_l^2 + n_r n_l (n_r n_l - 2) + \kappa_l^2 (\kappa_r^2 + n_r^2)} + O(i \dots), \quad (2.98)$$

die letzte Addition des Nullanteils gilt aufgrund der zuvor angesprochenen Gleichung (2.96). Wie aus Abschnitt 2.3.1 bekannt, können die Substitutionen, $\Delta n = n_r - n_l$, $\Delta \kappa = \kappa_r - \kappa_l$, $n = (n_r + n_l)/2$ und $\kappa = (\kappa_r + \kappa_l)/2$ ausgenutzt werden, um eine klare Abhängigkeit des Kerr-Winkels von den Mittelwerten und Differenzen der Brechzahlen und Extinktionskoeffizienten zu erreichen. Ein Einsetzen dieser Definitionen in Gleichung (2.98) und anschließende Vereinfachungen ergibt:

$$\tan(\theta_K) = \frac{\Delta\kappa^3 - 8\Delta n \cdot \kappa \cdot n + \Delta\kappa(-4 + \Delta n^2 - \kappa^2 + 4n^2)}{4 - 2(\Delta\kappa - 2\kappa) \cdot (\Delta\kappa + 2\kappa) + \frac{1}{4}(\Delta\kappa + 2\kappa)^2 (\Delta n - 2n)^2 + ..} \quad (2.99)$$

$$.. + (-\Delta n + 2n) \cdot (\Delta n + 2n) \cdot \left(-2 - \frac{1}{4}\Delta n^2 + n^2\right) + (\Delta\kappa - 2\kappa)^2 \cdot \left(\frac{1}{4}(\Delta\kappa + 2\kappa)^2 + \frac{1}{4}(\Delta n + 2n)^2\right).$$

Mit der Gleichung (2.99) kann der Kerr-Winkel schon direkt errechnet werden, jedoch können auch aus Gründen der Vereinfachung weitere Näherungen erster Ordnung herangezogen werden. Zum Beispiel gilt unter anderem nach einer Taylor-Reihenentwicklung für kleine Winkel, dass der Tangens gleich seinem Argument ist. Dazu besitzen nachfolgende Näherungen zumindest beim Kerr-Effekt im Halbleitern für höhere Potenzen der Differenzen, deren Kombinationen und für den Extinktionskoeffizient Gültigkeit:

$$\begin{aligned} \tan(\theta_K) &\approx \frac{\Delta\kappa}{n^2 - 1} + O(\Delta\kappa^j) + O(\Delta n^i) + O(\kappa^j) + O(\Delta n^j \kappa^j) \quad \text{mit } i \geq 2 \wedge j \geq 1 \Rightarrow \\ \theta_K &\approx \frac{\Delta\kappa}{n^2 - 1} \quad \text{mit } \Delta\kappa = \frac{n\mathcal{E}_{xy}' + \kappa\mathcal{E}_{xy}''}{n^2 + \kappa^2} \Rightarrow \theta_K \approx \frac{n\mathcal{E}_{xy}' + \kappa\mathcal{E}_{xy}''}{(n^2 - 1) \cdot (n^2 + \kappa^2)}. \end{aligned} \quad (2.100)$$

Dabei ist zum Beispiel die Brechzahl in GaAs $n_{\text{GaAs}}(\text{Bandkante}) = 3,7$ [Asp83] und der Extinktionskoeffizient $\kappa_{\text{GaAs}}(\text{Bandkante}) = 0,065$. Letzterer lässt sich zum Beispiel mittels des Absorptionskoeffizienten nach [Stu62] (siehe Abbildung 7) und der Gleichung (2.86) berechnen.

Eine komplett analoge Rechnung ergibt für die Elliptizität:

$$\eta_K \approx \frac{\Delta n}{n^2 - 1} \quad \text{mit } \Delta n = \frac{\kappa\mathcal{E}_{xy}' - n\mathcal{E}_{xy}''}{n^2 + \kappa^2} \Rightarrow \eta_K \approx \frac{\kappa\mathcal{E}_{xy}' - n\mathcal{E}_{xy}''}{(n^2 - 1) \cdot (n^2 + \kappa^2)}. \quad (2.101)$$

Somit lässt sich der komplexe Kerr-Winkel q_K analog zum komplexen Faraday-Winkel wie folgt definieren:

$$q_K = \theta_K - i\eta_K \approx \frac{\Delta\kappa}{n^2 - 1} - i \frac{\Delta n}{n^2 - 1} = -i \frac{\Delta n}{n^2 - 1}. \quad (2.102)$$

Ein Vergleich mit dem komplexen Faraday-Winkel aus Gleichung (2.85) zeigt, dass der Unterschied in den Brechzahlen beim Faraday-Effekt zu dem Faraday-Winkel und beim Kerr-Effekt zu der Kerr-Elliptizität führt. Dagegen ist der Unterschied in dem Extinktionskoeffizienten bei dem Faraday-Effekt für die Faraday-Elliptizität und beim Kerr-Effekt für den Kerr-Winkel verantwortlich. Ein Vergleich der beiden magneto-optischen Effekte im Halbleiter und wann welche Messmethode angewandt werden sollte, folgt in einem der nun folgenden Abschnitte (Abschnitt 2.3.2.1).

2.3.1.3 Magneto-optische Effekte in Halbleitern

Die Grundlage der magneto-optischen Effekte bildet die Tatsache, dass für den komplexen Brechungsindex die folgende Beziehung $\Delta n = n_r - n_i \neq 0$ Gültigkeit besitzt. Diese Differenz entstammt unterschiedlichen physikalischen Ursprüngen, endet aber in einem ähnlichen Ergebnis und zwar in einem komplexen Kerr- und Faraday-Winkel. Historisch gesehen wurde diese Aufspaltung zuerst in ferromagnetischen Materialien entdeckt, bei denen die Magnetisierung innerhalb des Materials zu einer großen Zeemann-Aufspaltung $\Delta\epsilon_{\uparrow\downarrow}$ führt, die aufgrund der Dispersion $n(\epsilon)$ direkt in einer Differenz $\Delta n \neq 0$ resultiert. Aufgrund der hohen magnetischen Flussdichten im Bereich einiger Tesla sind in diesen Materialsystemen Winkel im Bereich eini-

ger Grad nicht selten. Aber auch in nicht magnetischen Materialien kann ein extern angelegtes Magnetfeld zu einer Differenz innerhalb des komplexen Brechungsindex führen, weshalb bei nicht dynamischen Messungen besonders auf optische Elemente innerhalb des Magnetfeldes (Linsen, Fenster etc.) geachtet werden muss beziehungsweise die nicht von der Probe induzierten Elliptizitäten und Drehungen der Polarisationsachse extrahiert werden müssen.

In verdünnt magnetischen Halbleitern (siehe Kapitel 7) existiert eine riesige Zeeman-Aufspaltung aufgrund der $sp-d$ -Austauschwechselwirkung zwischen den Mn^{2+} -Ionen und den Ladungsträgern in den Leitungs- und Valenzbändern. Diese energetische Aufspaltung führt wiederum entsprechend $n(\varepsilon)$ zu einer Differenz innerhalb des komplexen Brechungsindex. In nicht magnetischen Halbleitern ist der Zeemann-Effekt allerdings sehr gering, da die transiente magnetische Flussdichte aufgrund der optischen Ausrichtung der magnetischen Momente der Ladungsträgerspins im Nanotesla-Bereich (siehe Gleichung (3.26)) liegt und sich der g -Faktor typischer Weise im Bereich von $g \approx 1$ befindet. Somit ist die Dispersion $n(\varepsilon)$ aufgrund der spinabhängigen Energiedifferenz $\Delta\varepsilon_{\uparrow\downarrow}$ zu gering, um eine messbare Differenz innerhalb des Brechungsindex Δn zu generieren. In Halbleitern wie zum Beispiel GaAs treten allerdings im Falle optisch generierter Spins, die sich damit nicht im thermodynamischen Gleichgewicht befinden, Vielteilchen-Austauscheffekte auf, die ebenfalls zu einer spinabhängigen Aufspaltung der Energieniveaus $\Delta\varepsilon_{\uparrow\downarrow}$ und damit zu einer Brechungsindexdifferenz Δn führen ([Kim00], [Kim01]). Im Vergleich zu Ferromagneten sind jedoch diese magneto-optischen Effekte um einige Größenordnungen reduziert.

Im Detail existieren in GaAs fünf wesentliche Effekte, die zu einer Veränderung des komplexen Kerr-Winkels beitragen:

- Vier-Wellen-Mischung: Dieser kohärente Anteil tritt auf, wenn beide Laserstrahlen (Pump und Probe) zeitgleich bei $\Delta t \approx 0$ auftreffen und kann minimiert werden, wenn die Strahlen unterschiedliche Winkel gegenüber der Proben-Normalen besitzen [Lei94].
- Optischer Kerr-Effekt: Der optische Kerr-Effekt ist ein nicht-linearer Effekt dritter Ordnung und ist von der Intensität abhängig, es gilt: $n(I)$. Es handelt sich dabei um eine Wechselwirkung zwischen zwei Pump-Laserstrahl-Photonen und einem Probe-Laserstrahlphoton, wobei diese Anregung mit dem Zerfall der Population von angeregten Zuständen relaxiert [Kim01]. Sie ist spinunabhängig, zeitlich deutlich kürzer als die Spinrelaxation und trägt mit weniger als 1 % zu dem komplexen Kerr-Winkel bei.
- Population induzierter Kerr-Effekt: Bei Anregung mit Photonen unterschiedlicher Helizität wird eine Differenz bezüglich der optisch angeregten Zustände generiert. Aufgrund des Effektes der Ausbleichung (*bleaching*) der zuvor angeregten Zustände kommt es für den Probepulspuls zu einer geringeren Übergangswahrscheinlichkeit (Oszillatorstärke), die in geänderten optischen Konstanten für die beiden Helizitäten resultiert. Es handelt sich dabei um eine von der Spinaufspaltung unabhängige Energielaxation der Elektronen, die auf einer Zeitskala kleiner der Laserpulsbreite stattfindet und quadratisch mit der Lichtintensität zunimmt [Fre92]. Die Relaxation findet mittels Streuprozessen zwischen Ladungsträgern oder zwischen Ladungsträgern und Phononen statt.
- Optischer Stark-Effekt: Für den Zeitraum, bei dem sowohl der Pump- als auch der Probe-Laserpuls vorhanden ist, führt der optische Stark-Effekt zu einem spinabhängigen Beitrag zum komplexen Kerr-Winkel. Der optische Stark-Effekt ist ein kohärentes Phänomen, das in Verbindung mit einer spektralen Dispersion $n(\varepsilon)$ aufgrund der spinab-

hängigen Energieaufspaltung (Aufhebung der Entartung der magnetischen Spinquantenzahl) zu einer Änderung der optischen Eigenschaften Δn führt [Kim01].

- Vielteilchen Kerr-Effekt: Dieser Effekt besitzt einen magneto-optischen Ursprung und spiegelt die Relaxation der Elektronenspins wider [Kim01]. In der zeitlichen Ausdehnung dominiert nur dieser Effekt. Die Grundlage dieses Vielteilcheneffektes besteht darin, dass die abstoßende Coloumb-Wechselwirkung zwischen Elektronen aufgrund des Pauli-Prinzips verringert wird, wenn Spins die gleichen Spinquantenzahl besitzen [Vin96]. Die Prozesse sind analog zur Auffüllung von Atomorbitalen, bei dem die zweite Hund'sche Regel dafür sorgt, dass Zustände mit maximalen Gesamtspin generiert werden, um die abstoßende Coloumb-Wechselwirkung zu minimieren [Dem05]. Damit eine antisymmetrische Gesamtwellenfunktion entsteht, resultiert die symmetrische Spinwellenfunktion zwingend in einer antisymmetrischen Ortswellenfunktion. Das bedeutet, dass aufgrund der antisymmetrischen Ortswellenfunktion die Elektronen sich maximal voneinander entfernt halten und damit die abstoßende Coloumb-Wechselwirkung minimieren [Dem05]. Daraus entsteht eine Energiedifferenz für die beiden Elektronenspinquantenzahlen. Diese Energieaufspaltung $\Delta \varepsilon_{\uparrow\downarrow}$, induziert durch die optische Generierung eines sich nicht im thermodynamischen Gleichgewichts befindlichen Spinsystems, reduziert sich über die Zeit mit Hilfe der Elektronenspinrelaxation zurück ins Gleichgewicht und führt analog zu dem optischen Stark-Effekt aufgrund der Dispersion $n(\varepsilon)$ des Materials zu einer Differenz innerhalb des komplexen Brechungsindex Δn . Die Größe des komplexen Kerr-Winkels ist damit direkt abhängig vom Grad der Spinpolarisation und von der Dichte der spinpolarisierten Elektronen.

Alle Effekt (1. – 4.), die sich ungefähr auf der gleichen Zeitskala wie die Koinzidenz der beiden Laserpulse befinden, werden typischer Weise aus experimenteller Sicht gesehen als kohärentes Artefakt oder kohärenter “*peak*” bezeichnet. Oftmals wird eine zeitaufgelösten Kerr-Rotations-Messung von diesem markanten Artefakt im Bereich des zeitlichen Nullpunktes dominiert, das jedoch außerhalb des zeitlichen Überlapp des beiden Laserpulse auf sehr kurzer Zeitskala gegen Null strebt und das übrig gebliebene Signal einem reinen spinbasierenden magneto-optischen Effekt (5.) zuzuordnen ist. Aufgrund der Tatsache, dass die Dispersion $n(\varepsilon)$ bei optischen Übergängen einen markanten Verlauf einnimmt, handelt es sich also immer auch um eine Resonanzmessung, das bedeutet die magneto-optischen Effekte sind am stärksten ausgebildet, wenn ein großer Gradient innerhalb des komplexen Brechungsindex vorherrscht, zum Beispiel bei den Exzitonen- oder Bandlücken-Übergängen. Zudem existiert um diese Resonanzen herum eine starke Energieabhängigkeit zwischen der Dispersion beziehungsweise den optischen Parametern, inklusive teilweise mehreren Vorzeichenwechseln (z. B. [Kim01], [Che05]). Aufgrund der Kramers-Kronig-Relation, im Grunde eine Verknüpfung zwischen dem Real- und Imaginärteil des komplexen Brechungsindex, sind alle Prozesse bei denen Änderungen der Absorption beteiligt sind, auch mit Änderungen der Brechzahl verbunden. Einen typischen Vergleich stellt ein klassisches Zwei-Niveausystem dar, zum Beispiel in guter Näherung Übergänge innerhalb von Atomschalen. Dort existiert an der Übergangsenergie eine der Lorentz-Kurve entsprechende Resonanzabsorption, die in einer ungefähr der Ableitung der Lorentz-Kurve entsprechenden Änderung der Brechzahl resultiert.

2.3.2 Vergleich und Superposition magneto-optischer Effekte

Die [Abbildung 22](#) fasst in vereinfachter schematischer Art aber dennoch vollständig die Prozesse innerhalb der Messmethode der zeitaufgelösten Faraday-Rotation (links) und der zeitaufgelösten Kerr-Rotation (rechts) zusammen. Ein Pump-Laserpuls erzeugt mit Hilfe der optischen Ausrichtung (siehe Kapitel [2.1.2](#)) eine Spinpolarisation, die den Prozessen der Spindynamik zum Beispiel in einem extern angelegten Magnetfeld unterliegt (siehe Kapitel [2.2.1](#)). Ein zeitlich variabler Probe-Laserpuls misst in Abhängigkeit vom zeitlichen Versatz zu dem Zeitpunkt der Generierung durch den Pump-Laserpuls die dynamische Evolution der kohärenten Spinzustände mit Hilfe der magneto-optischen Effekte (siehe Kapitel [2.3.1](#)).

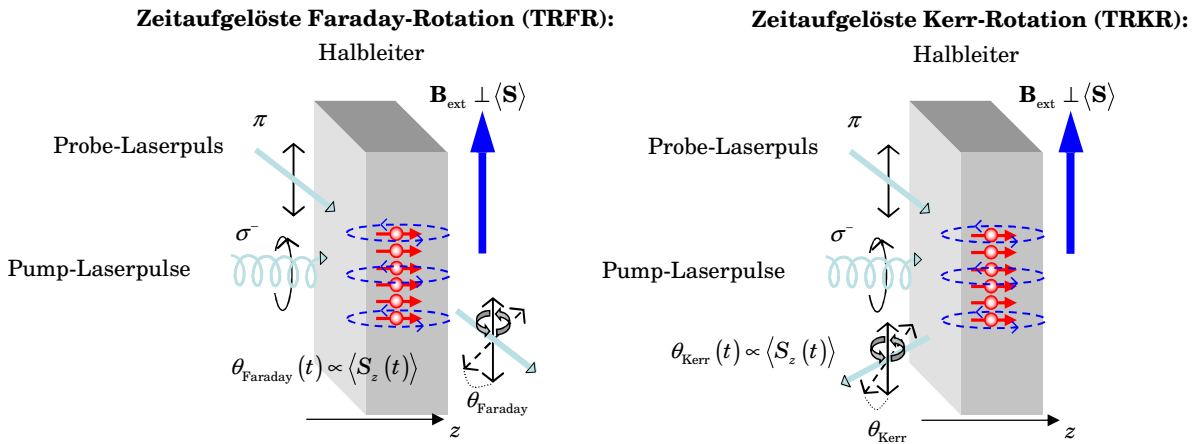


Abbildung 22: Schematische Darstellung der zeitaufgelösten Faraday-Rotation (links) und Kerr-Rotation (rechts). Gemessen wird die dynamische Präzession einer erzeugten Spinpolarisation (Pump-Laserpuls) im externen Magnetfeld mittels der Drehung der Polarisationssebene eines transmittierenden (Faraday) beziehungsweise reflektierenden (Kerr) Probe-Laserstrahls.

2.3.2.1 Vergleich der magneto-optischen Effekte

Der Faraday-Effekt hat einen großen Vorteil und zwar ist er direkt proportional zu der in der Probe zurückgelegten Strecke und kann somit durch dicke Proben recht große Werte annehmen. Auf der anderen Seite existiert aber auch der große Nachteil des Faraday-Effektes darin, dass der Probe-Strahl durch die Probe transmittieren muss, das bedeutet, dass der Absorptionskoeffizient so kleine Werte besitzen muss, so dass der transmittierte Strahl noch genügend Leistung zur Messung zulässt. Daraus ergeben sich auch sofort die verschiedenen Einsatzgebiete dieser beiden magneto-optischen Effekte. Liegt zur Vermessung eine sehr dünne, optisch dichte oder eine transparente Probe vor, so ist der Faraday-Effekt zu bevorzugen. Ist dagegen geplant, eine optisch dichte Probe zu vermessen, aufgrund der Dicke des Probenmaterials oder des Probenaufbaus (Schichtsysteme, Substrat etc.), so ist der Kerr-Effekt besser geeignet.

Zur weiteren Verdeutlichung sollen im Folgenden ein paar Zahlenbeispiele herangezogen werden. Zuerst wird beispielhaft der Imaginär- und Realteil der nicht diagonalen Elemente des Dielektrizitäts-Tensors mit Hilfe von Gleichungen [\(2.100\)](#) und [\(2.101\)](#) berechnet. Die Werte für die Brechzahl von $n_{\text{GaAs}} = 3,7$ und den Extinktionskoeffizienten von $\kappa_{\text{GaAs}} = 0.065$ wurden zuvor schon ermittelt und besitzen derart nur Gültigkeit direkt an der Bandkante. Zuletzt werden typische Werte für die Kerr-Winkel und Kerr-Elliptizität herangezogen ([\[Kim00\]](#), [\[Kim01\]](#), [\[Che05\]](#)):

$$\theta_K \approx 1 \cdot 10^{-5} \wedge \eta_K \approx -1 \cdot 10^{-5} \Rightarrow \varepsilon'_{xy} \approx 4,4 \cdot 10^{-4} \wedge \varepsilon''_{xy} \approx 5,0 \cdot 10^{-4} . \quad (2.103)$$

Daraus folgen mit Hilfe von Gleichung (2.79) für die magneto-optischen Änderungen der Brechzahlen und des Extinktionskoeffizienten:

$$\Delta n_{\text{Faraday}} = \Delta n_{\text{Kerr}} \approx -1,3 \cdot 10^{-4} \wedge \Delta \kappa_{\text{Faraday}} = \Delta \kappa_{\text{Kerr}} \approx 1,2 \cdot 10^{-4} , \quad (2.104)$$

wobei diese direkt an der Bandkante natürlich für beide magneto-optische Effekte gleich sind. Als Abschätzung können mit diesen Werten der Faraday-Winkel und die Faraday-Elliptizität berechnet werden. Dazu müssen die Gleichungen (2.83) und (2.84) herangezogen werden. Mit einer typischen Wellenlänge von $\lambda_{\text{Las}} (T = 4 \text{ K}) = 818 \text{ nm}$, entsprechend der Bandkante von GaAs und einer Probendicke von $z_0 = 1 \mu\text{m}$, die nach Gleichung (2.2) schon fast 2/3 absorbieren würde, gilt:

$$\theta_F \approx -5 \cdot 10^{-4} \text{ und } \eta_F \approx -5 \cdot 10^{-4} , \quad (2.105)$$

das heißt, dass der Faraday-Effekt in diesem Beispiel im Vergleich zu dem Kerr-Effekt deutlich erhöht ist. Experimentell zeigt sich zumindest in GaAs ein ähnliches Verhältnis zwischen diesen beiden magneto-optischen Effekten [Hei04].

Zudem soll hier angemerkt werden, dass der Faraday-Winkel bei diesen Werten eine andere Richtung als der Kerr-Winkel eingenommen hat. Nachdem aber sowohl der Faraday-Winkel als auch der Kerr-Winkel um eine Resonanz wie den optischen Übergängen ein komplexes Verhalten (mehrfache Vorzeichenwechsel) zeigt, das mit den jeweiligen Elliptizitäten (Kramers-Kronig-Relation) verbunden ist, kann dieser Vorzeichenwechsel zwischen dem Faraday- und Kerr-Winkel nicht als allgemein gültig angenommen werden.

2.3.2.2 Superposition der beiden magneto-optischen Effekte

In dem letzten Abschnitt dieses Kapitels wird das gleichzeitige Auftreten von Faraday- und Kerr-Effekt diskutiert. Wird die Anregungsenergie auf Werte unterhalb der Bandkante des Halbleiters gesetzt, kann ein messtechnischer Übergang vom Kerr-Effekt zum Faraday-Effekt erfolgen. So dominiert zum Beispiel bei hohen Anregungsenergien der Kerr-Effekt mit seinem kleineren Rotationswinkel, aber einer hohen reflektierten Probe-Laserstrahl-Intensität und dazu einer hohen Zahl von ausgerichteten Spins, da diese auch von der Absorption abhängen. Wird nun die Anregungsenergie verringert, so erniedrigt sich auch drastisch die Absorption, das bedeutet, dass sich eine entsprechend geringere Anzahl an Spins ausrichten lassen und damit beide magneto-optische Effekt an Größe einbüßen. Dafür befinden sich in dem reflektierten Strahl aber immer stärkere Anteile eines transmittierten Strahls, der an anderen Schichten oder dem Probenhalter reflektiert werden kann. Dieser beinhaltet somit den im Vergleich zum Kerr-Effekt größeren Faraday-Winkel, der den Kerr-Winkel des reflektierten Strahls auslöschen beziehungsweise sogar dominieren kann.

Abbildung 23 zeigt schematisch die Verhältnisse, die zum Beispiel auftreten können, wenn eine zu untersuchende Halbleiterschicht auf einem Substrat aufgebracht wird. Die komplette Probe ist dabei auf einem Probenhalter aus Metall befestigt. An der ersten Grenzfläche wird ein Teil des Probe-Laserstrahls reflektiert, dieser trägt dabei eine Rotation der Polarisationsachse entsprechend des Kerr-Winkels. Der transmittierte Teilstrahl wird an der nächsten Grenzfläche unter anderem reflektiert und beinhaltet somit den doppelten Faraday-Winkel. Der wiederum transmittierte Teil wird dagegen an der nächsten Grenzfläche reflektiert und durchläuft dem-

entsprechend auch wieder zweimal die aktive Schicht, beinhaltet also wieder den doppelten Faraday-Winkel. Die gesamte Drehung ist somit für kleine Winkel eine Summation über alle Teildrehungen normiert mit der Intensität, mit der diese Teildrehungen zu der kompletten reflektierten Intensität beitragen. Bei dieser einfachen beispielhaften Betrachtung werden natürlich unter anderem Mehrfach-Reflexionen und Interferenz-Effekte vernachlässigt.

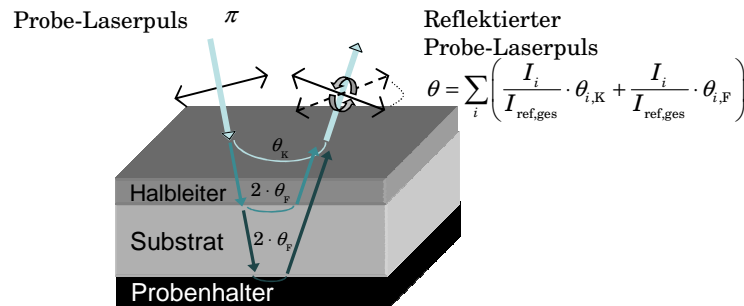


Abbildung 23: Beispielhafte schematische Überlagerung magneto-optischer Effekte an Schichtsystemen.

Aus diesen Gründen sind eine genaue Analyse des wirkenden Effekts und besonders eine Auswertung der jeweiligen Anteile und Winkelgrößen speziell in der Nähe der Bandkante extrem schwierig beziehungsweise oftmals überhaupt nicht möglich. Dennoch darf an dieser Stelle nicht vergessen werden, dass unabhängig von dem verwendeten magneto-optischen Effekt und unabhängig von der Größe des Drehwinkels, die Auswertung der Messgrößen Spindephasierungszeit T_2^* und Präzessionsfrequenz ω_L unbeeinflusst bleibt. Dies liegt daran, dass sich nur die Amplitude der durch die Messung aufgezeichneten Schwingungen durch die zuvor angesprochenen Effekte ändert, nicht jedoch die Grundeigenschaften der Oszillation, in Form der Einhüllenden (T_2^*) beziehungsweise der Larmorfrequenz (ω_L). Somit können unabhängig davon Auskünfte über die Spindynamik betreffenden Halbleitereigenschaften erzielt werden.

3 Experimentelle Technik: Hochorts- und zeitaufgelöste Kerr-Rotation

Bei den in dieser Arbeit vorgestellten Experimenten wird es sich hauptsächlich um die Beobachtung beziehungsweise Analyse und Beeinflussung der Dynamik spinpolarisierter Elektronen, Kerne und magnetische Ionen handeln. Dazu müssen unter anderem Kenntnisse über die Dephasierungszeit (Lebensdauer), die Präzessionsfrequenz in magnetischen Feldern und die Transportstrecken im elektrischen Feld erlangt werden. Experimentell kann dies zum Beispiel mittels der in dem vorherigen Kapitel behandelten Messtechnik der zeitaufgelösten Kerr-Rotation realisiert werden. Bei dieser Messtechnik handelt es sich um eine Pump-Probe Technik, das bedeutet es wird ein Störung generiert (z. B. ein spinpolarisiertes Elektronenensemble mittels eines Pump-Laserpulses), die anschließend zeitlich mit Hilfe eines Probe-Laserpuls aufgelöst wird. Der Pump-Laserpuls definiert also einen festen Zeitpunkt, der als Nullpunkt vorgegeben wird. Mittels einer optischen Verzögerungsstrecke kann dann der Abstand zu dem Probe-Laserpuls variiert und zeitlich vermessen werden, wobei dabei viele Parameter geändert und untersucht werden können. Zum Beispiel können das Magnetfeld, die Temperatur, die Anregungsenergie, sowie die Einflüsse zusätzlicher elektrischer, magnetischer und effektiver Felder oder deren Kombinationen studiert werden.

In diesem Kapitel liegt der Fokus auf dem experimentellen Bereich, im Detail werden die folgenden Aspekte diskutiert:

- Optischer Aufbau zur Realisierung eines hochorts- und zeitaufgelösten optischen Kerr-Messapparatus
- Elektrische Mess- und Modulationstechnik zur Extrahierung kleinster Polarisationsdrehwinkel
- Evaluierung der Messergebnisse in Bezug auf die halbleiterspezifische Spindynamik

3.1 Optischer Aufbau zur Messung der transienten Kerr-Rotation

Der komplette experimentelle optische Aufbau befindet sich auf einem luftgedämpften und von den Gebäudeschwingungen weitgehend isolierten optischen Tisch. Im Folgenden wird nun der Strahlengang inklusiver aller Optiken, das Lasersystem, die optische Verzögerungsstrecke und die galvanische Rastereinheit (Galvoscaner) vorgestellt.

3.1.1 Optischer Strahlengang

Im Folgenden wird der optische Strahlengang anhand von [Abbildung 24](#) beschrieben. Der vom Pump-laser emittierte Dauerstrich-Laserstrahl pumpt das Titan:Saphir-Lasersystem, wie noch in Kapitel 3.1.2 im Detail beschrieben wird. Der nun im roten bis infraroten Bereich liegende Laserstrahl verlässt das zweite Lasersystem nun mit sehr hoher Leistung und wird daher zuerst durch ein variables Neutralfilterrad NF_v (Graufilter) auf eine sinnvolle Leistung gebracht. Für einen kleinen Teil der Experimente findet jedoch keine Abschwächung statt, sondern die maximale Leistung wird über einen heraus klappbaren Spiegel KS₁ direkt in die Frequenzverdopplung eingekoppelt und später als Laserstrahlung im sichtbaren Bereich (350 – 500 nm) über einen weiteren Klappspiegel KS₂ wieder in den ursprünglichen Strahlengang eingebracht zu werden. Aus Gründen der Übersichtlichkeit ist dennoch weiterhin nur der ursprüngliche rote Strahlengang gezeichnet, da der Strahlengang ab dieser Position identisch ist. Praktisch ist diese Änderung der Wellenlänge mit etwas Arbeit verbunden, da alle Elemente (Spiegel, Linsen etc.) eine dielektrische Beschichtung (*“coating”*) besitzen, damit sie eine optimale Leistung bei der benutzten Wellenlänge bieten und daher ausgetauscht werden müssen. So liegen zum Beispiel die Spiegelreflexionen und die Linsentransmissionen mit Hilfe derartiger Beschichtungen bei über 99 %.

Als nächstes durchläuft der Strahl ein $\lambda/2$ -Plättchen, das einen Winkel von $\delta = 45^\circ$ zwischen der optischen Achse und der horizontalen Polarisation des Lasers bildet. Dadurch dreht sich die lineare Polarisation um $2\delta = 90^\circ$ und steht nun senkrecht, ist also *s*-polarisiert. Damit wird verhindert, dass der transversale Kerr-Effekt mit gemessen wird (siehe Kapitel 2.3.1.2). An der nächsten Position erfolgt die Auftrennung in einen Pump-Laserstrahl (tiefes rot in der Mitte) mit 90 % der Leistung und einen Probe-Laserstrahl (helles rot in der Mitte) mit ungefähr 10 % der ursprünglichen Leistung mittels eines nichtpolarisierenden Strahlteilerwürfels (NPS). Ab jetzt erfolgt eine gesonderte Betrachtung der einzelnen Strahlengänge.

- Pump-Laserstrahl:

Der Pump-Laserstrahl wird ausgewählt, um die Zeitverzögerung mittels der optischen Verzögerungsstrecke (siehe Kapitel 3.1.3) zu realisieren. Dies hat im Wesentlichen zwei Gründe. Erstens wird dieser Strahl nicht direkt zur Messung durch Photodetektoren benutzt, so dass eine Beeinträchtigung (z. B. Vibrationen) durch das Bewegen des Retroreflektors auf der Verzögerungsstrecke keinen negativen Einfluss hat, wie es beim Probe-Laserstrahl der Fall wäre. Zweitens ändert sich auch die Größe des Strahls zum Beispiel durch die größere optische Weglänge. Dies ist bei dem Pump-Laserstrahl nicht so entscheidend wie es bei dem Probe-Laserstrahl wäre (siehe Kapitel 3.1.4). Der folgende Spiegel ist beweglich auf der galvanischen Rastereinheit montiert, die noch im Detail in Kapitel 3.1.4 beschriebenen wird. Darauf folgt ein sehr guter Linearpolarisator LP₁ mit einem Auslöschungsverhältnis von 10^{-8} , damit eine klar definierte *s*-Polarisation vorliegt. Der photoelastische Modulator erzeugt aus dieser Linearpolarisation mit einer Frequenz von $f_{\text{PEM}} = 50 \text{ kHz}$ abwechselnd rechts- und links zirkular polarisiertes Licht (siehe auch [Abbildung 27](#)). Die Hauptfunktion des dann folgenden Teleskops wird im folgenden Kapitel diskutiert.

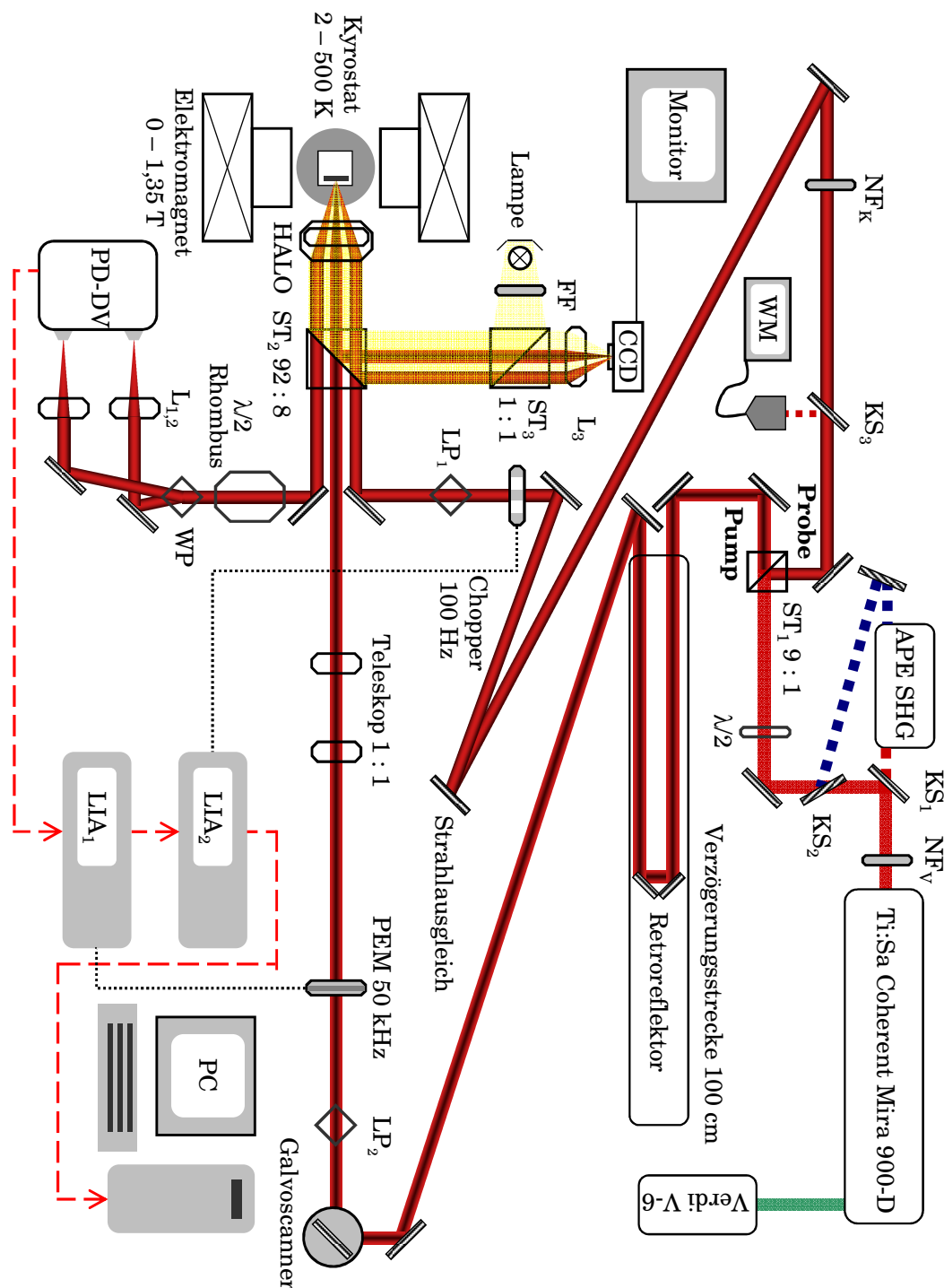


Abbildung 24: Optischer Aufbau: NF_K / NF_V = konstante / variable Neutralfilter, KS_i = einklappbare Spiegel, ST_i = Strahlteiler, SHG = Frequenzverdopplung, λ/i = Wellenplättchen, WM = Wellenlängen-Messgerät, LP_i = Linearpolarisatoren, L_i = Linsen, $HALO$ = Hochapertur-Laserobjektiv, WP = Wollaston-Prisma, $PD-DV$ = Photodioden-Differenzverstärker, LIA_i = Lock-In-Verstärker, FF = Farbfilter, schwarz gepunktet = Modulationssignale, rot gestrichelt = Messsignal.

Der Häutchen-Strahlteiler ST₂ mit einer Dicke von nur 2 µm sorgt für einen versatzfreien und polarisationserhaltende Leistungsaufspaltung von 92 % in der Transmission und 8 % in der Reflexion. Für die ankommenden Strahlen ist der Strahlteiler ST₂ an dieser Stelle nur ein Leistungsverlust, die reflektierten Strahlen können jedoch mit dessen Hilfe teilweise abgelenkt

werden so dass während der Messung ein ständiges Bild der Probe und der Pump-Laserstrahlposition zur Verfügung steht. Zudem kann damit die Beleuchtung der Probe erfolgen. Nun wird der Pump-Laserstrahl mittels eines Hoch-Apertur-Laser-Objektivs (HALO) fokussiert. Bei einer Brennweite von $f = 50 \text{ mm}$ und einer numerischen Apertur von $NA = 0,31$ lässt sich damit eine beugungsbegrenzte Strahlfokussierung im Mikrometerbereich (siehe Kapitel 3.1.4) realisieren. Der Laserspot wird auf der Halbleiterprobe innerhalb des Kryostaten fokussiert, der sich zwischen einem Elektromagneten befindet. Die Reflexion wird wieder mit Hilfe des HALOs aufgesammelt und ein kleiner Teil wird auf die CCD-Kamera gelenkt. Der transmittierte Anteil hingegen wird nicht weiter benötigt und mittels eines optischen Elements geblockt.

- Abbildungssystem:

Das Abbildungssystem erfüllt im Wesentlichen zwei Zwecke, zum einen dient es der Einkoppelung von Licht aus einer Halogenlampe in den optischen Messaufbau. Zum anderen werden sowohl die beiden Reflexe der Laserstrahlen als auch das Abbild der beleuchteten Probe auf eine CCD-Kamera fokussiert, so dass auf einem an der Kamera angeschlossenen Bildschirm ein stark vergrößertes Bild der Probe mit den sich darauf befindlichen Laserstrahlen zu sehen ist (siehe z. B. [Abbildung 88](#)). Nicht nur, dass der Überlapp der beiden Strahlen in erster Näherung eingestellt werden muss, sondern auch das Anfahren von mikrostrukturierten Feldern auf der Halbleiter-Oberfläche bedürfen ein genaues Positionierungssystem. Die Positionierung der kompletten Probe bezüglich der fixen Laserstrahlen kann mittels Mikrometer-Schrauben in alle drei Raumachsen durchgeführt werden, wo hingegen das Verfahren der einzelnen Laserstrahlen zu einander mittels der Spiegeloptiken durchgeführt werden kann. Um den aufgrund chromatischer Fehler bedingten Versatz zwischen dem Abbild der Probe im sichtbaren Wellenlängenbereich und den Laserstrahlen im infraroten Bereich zu minimieren, wird ein Farbfilter FF benutzt, der die Probenbeleuchtung mittels der Halogenlampe ebenfalls im infraroten Wellenlängenbereich ermöglicht. Diese spektrale Eingrenzung führt dementsprechend zu einer Verbesserung des Kontrastverhältnisses. Die Stärke der Beleuchtung ist mittels einer Spannungsquelle variabel einstellbar.

Die gesamte Vergrößerung V ergibt sich zum einen aus dem Verhältnis V_1 zwischen der Kantenlänge l_{Mon} des Bildschirms in Bezug zu der Kantenlänge des CCD-Chips (Sony ICX409AL) l_{CCD} und zum anderen aus der optischen Vergrößerung V_2 bedingt durch Einsatz eines weiteren optischen Teleskops mit Linsen verschiedener Brennweiten. Es ergibt sich insgesamt:

$$V = V_1 \cdot V_2 \cong 343 \quad \text{mit} \quad V_1 = \frac{l_{\text{Mon}}}{l_{\text{CCD}}} = \frac{240 \text{ mm}}{5,6 \text{ mm}} \approx 43 \quad \text{und} \quad V_2 = \frac{f_{L3}}{f_{\text{HALO}}} = \frac{400 \text{ mm}}{50 \text{ mm}} = 8. \quad (3.1)$$

Das bedeutet, dass ein typisches Feld mit Mikrostrukturen (Leiterbahnen, Ferromagnete etc.) mit einer Fläche von $150 \cdot 150 \mu\text{m}^2$ auf dem Bildschirm ungefähr eine Fläche von $5,1 \cdot 5,1 \text{ cm}^2$ einnimmt. Analog sind die typischer Weise $10 - 20 \mu\text{m}$ großen Laserstrahlen (Spotdurchmesser) auf dem Bildschirm mit einer Ausdehnung von $3,4 - 6,9 \text{ mm}$ zu sehen und sind somit gut ablesbar und positionierbar, zum Beispiel, um in die Mitte eines strukturierten Feldes zu fahren (siehe z. B. [Abbildung 67](#)).

- Probe-Laserstrahl:

In dem weiteren Verlauf des Probe-Laserstrahls ist ein zusätzlicher Klappspiegel KS_3 eingearbeitet, mit dessen Hilfe das Licht über eine Glasfaser zu einem Wellenlängenmessgerät zur

Auswertung gebracht werden kann. Danach folgen drei klappbare Neutralfilter NF_K (Graufilter), mit denen das Verhältnis zwischen Pump- und Probe-Laserstrahl in einem großen Bereich variiert werden kann. Jetzt folgt ein optischer Strahlausgleich, der dafür sorgt, dass der Probe-Laserstrahl und der Pump-Laserstrahl ihren zeitlichen Nullpunkt an der gewünschten Stelle der optischen Verzögerungsstrecke besitzen (siehe Kapitel 3.1.3). Je nach Messung und Vorhaben kann die zu überwachenden Zeitskala damit über eine Änderung der Probe-Laserstrahlwegstrecke modifiziert werden. Es folgt darauf ein optischer Amplituden-Modulator (*“chopper”*), der mit einer Frequenz von $f_{\text{Chop}} = 100 \text{ Hz}$ die Amplitude des Probe-Laserstrahls zwischen Maximum und Null moduliert. Dazu dreht sich eine Scheibe, in die abwechselnd Löcher in dem ansonsten schwarzen blockenden Metall eingearbeitet sind. Darauf folgt auch hier wieder ein sehr guter Linearpolarisator LP_2 mit einem Auslöschungsverhältnis von 10^{-8} , damit eine klar definierte s -Polarisation vorliegt. Es folgt der Häutchen-Strahlteiler ST_2 , der an dieser Stelle nur ein wenig Leistung aus dem Strahl reflektiert und ansonsten nur für den reflektierten Anteil eine Rolle spielt.

Das folgende Objektiv fokussiert den Probe-Laserstrahl auf die Probe. Dort entsteht die entscheidende Änderung des Polarisationszustandes des Probe-Laserstrahls durch den Kerr-Effekt mittels einer Wechselwirkung der Laserphotonen in dem Halbleiterkristall mit den spinpolarisierten Ladungsträgern. Der nun nicht mehr s -polarisierte, sondern elliptisch polarisierte Rückreflex des Probe-Laserstrahls wird über das Objektiv kollimiert und ein kleiner Teil wird durch den Häutchen-Strahlteiler ST_2 heraus reflektiert und über eine Linse auf eine CCD-Kamera fokussiert. Der Hauptanteil der Reflexion wird jedoch transmittiert und über einen kleinen Randspiegel abgefangen. In dem folgenden $\lambda/2$ -Rhombus, der einen Winkel von $\delta = 22,5^\circ$ zwischen der optischen Achse und den ehemals senkrechten Polarisationszustand besitzt, kommt es zu einer Drehung des nun elliptisch polarisierten Lichtstrahls um den Winkel $2\delta = 45^\circ$. Für den Fall, dass es zu keiner Drehung der Polarisation mittels des Kerr-Effektes gekommen ist, würde das nächste Element, ein Wollaston-Prisma mit einem Auslöschungsverhältnis von 10^{-6} , den Laserstrahl in zwei gleichgroße Anteile aufspalten. Die Hälfte der Leistung wäre jetzt s -polarisiert, die andere Hälfte wäre p -polarisiert. Führt der Kerr-Effekt allerdings zu einer Drehung der Polarisationsachse (siehe Kapitel 2.3.1), so sind die beiden Anteile nicht mehr gleich groß. Die beiden aufgetrennten Teilstrahlen werden über Linsen auf zwei Photodioden gelenkt, mit dessen Hilfe über Verstärker und Messelektroniken Aussagen über kleinste Unterschiede zwischen den auftreffenden Leistungen und damit direkt zur Größe des Kerr-Effekts getroffen werden können.

3.1.2 Ultrakurzzeit-Lasersystem

Die Dephasierungszeiten beziehungsweise Lebensdauern der zu messenden Spinzustände liegen in der Regel im Bereich von Piko- und Nanosekunden. Daraus folgt, dass für die zeitliche Auflösung Laserpulse benutzt werden müssen, die deutlich unterhalb einer Nanosekunde liegen. Das bei den Versuchen benutzte Lasersystem, der Pumplaser Verdi V-6 von der Firma Coherent in Verbindung mit dem Mira 900-D von Coherent bietet hierfür ideale Bedingungen, da Pulse sowohl im Femtosekunden-Bereich ($\Delta\tau_{\text{Autokor,fs}} \approx 200 \text{ fs}$) als auch im Pikosekunden-Bereich ($\Delta\tau_{\text{Autokor,ps}} \approx 3 \text{ ps}$) zur Verfügung stehen. Aufgrund der geringeren spektralen Breite kommt fast ausschließlich der Pikosekunden-Betrieb zum Einsatz. In Analogie zur Heisenberg'schen Unschärferelation für den Ort und den Impuls lässt sich auch für die Energie und die Zeit eine Unschärferelation angeben, wobei diese jedoch keine Allgemeingültigkeit besitzt, da die Zeit kein

Operator ist. Für die spektrale Breite $\Delta\omega$ eines zeitlich eingeschränkten Systems Δt besitzt diese Relation jedoch Gültigkeit und lautet wie folgt [Pas08]:

$$\Delta\omega \geq \frac{\text{const}}{\Delta t} \quad \text{mit} \quad \text{const} \approx 2\pi . \quad (3.2)$$

Für den Fall, dass es sich bei dem System um gaußförmige Laserpulse handelt, multipliziert sich ein Korrekturfaktor an die Konstante zu: $\text{const} \approx 2\pi \cdot 0,441$. Ultrakurze Pulse von modengelockten Lasern wie in dem hier vorliegenden Fall besitzen dagegen eine zeitliche Form, die sich am besten mittels eines quadrierten Secans Hyperbolicus beschreiben lässt (z. B. [Sil04b]):

$$P(t) = P_0 \operatorname{sech}^2\left(\frac{t}{\tau_{\text{sech}}}\right) = \frac{P_0}{\cosh^2\left(\frac{t}{\tau_{\text{sech}}}\right)}, \quad (3.3)$$

wobei P_0 die maximale Pulsleistung und τ_{sech} die Rolle der Standardabweichung im Falle einer Gauß'schen Normalverteilung übernimmt. Dabei gilt für diese sogenannten sech^2 -Pulse, dass für die Halbwertsbreiten-Pulsdauer (*“full width at half maximum”* FWHM) der Umrechnungsfaktor ungefähr $\Delta\tau_{\text{FWHM}} \cong 1,76 \cdot \tau_{\text{sech}}$ beträgt. Zudem muss an dieser Stelle ein Umrechnungsfaktor zwischen den mittels Autokorrelation ($\Delta\tau_{\text{Autokor}}$) gemessenen und den realen Pulsdauern von $\Delta\tau$ in Betracht gezogen werden. Dieser beträgt $\Delta\tau_{\text{FWHM}} \cong 0,65 \cdot \tau_{\text{Autokor}}$. Somit ergibt sich für den Femtosekunden- und den Pikosekunden-Bereich folgende Pulsdauern aus dem Lasersystem: $\Delta\tau_{\text{FWHM,fs}} \cong 130 \text{ fs}$ und $\Delta\tau_{\text{FWHM,ps}} \cong 2 \text{ ps}$.

Mit den Halbwertsbreiten-Pulsdauern (FWHM) und mit den in Bezug auf Gleichung (3.2) gültigen Korrekturfaktor für sech^2 -Pulse von $\text{const} \approx 2\pi \cdot 0,315$ lässt sich schließlich über $\Delta\epsilon_{\text{Las}} = \hbar\Delta\omega$ die Energiebreite errechnen. Dabei ergibt sich für den Femtosekunden-Betrieb $\Delta\epsilon_{\text{FWHM,fs}} = 10 \text{ meV}$ und für den Pikosekunden-Betrieb $\Delta\epsilon_{\text{FWHM,ps}} = 0,65 \text{ meV}$. Bedenkt man nun die Bindungsenergie der Silizium-Donatoren (siehe Abschnitt 2.1.1), so ist bei Benutzung des Femtosekunden-Betriebs eine spektrale Segregation von verschiedenen Elektronenzuständen fast unmöglich, da immer Mischzustände verschiedener Elektronenzustände, zum Beispiel gebundene Elektronen, freie Elektronen an der Bandkante und „heiße“ Elektronen mit Überschussenergie gleichzeitig gemessen werden.

Bei der Pumpquelle, dem Verdi V-6 handelt es sich um einen rauscharmen Dauerstrich-Einmoden-Laser der bei einer Wellenlänge von 532 nm emittiert. Erreicht wird diese Wellenlänge bei einer maximalen Leistung von 6,5 W durch eine Frequenzverdopplung der Emission (1064 nm) eines von Diodenlasern gepumpten Nd:YVO₄ Kristalls (DPSS) unter Nutzung eines LBO-Kristalls. Dieser Pumplaserstrahl wird daraufhin dazu benutzt, ein modengelocktes und durchstimmbares Titan-Saphir-Lasersystem zu pumpen, im dem ein innerhalb eines Resonators befindlicher Ti:Al₂O₃ Kristall angeregt wird. Der modengelockte Zustand wird durch Pulsfluktuationen initiiert und mit Hilfe des optischen Kerr-Effekts realisiert, der zur einer Selbstfokussierung des gepulsten Lasers innerhalb des Ti:Saphir-Kristalls führt. Mittels eines doppelbrechenden Filters kann die Wellenlänge ca. von 700–1000 nm durchgeführt werden, wobei die maximale Leistung im Pulsbetrieb bei ungefähr 1,5 W liegt. Emittiert wird insgesamt horizontal polarisiertes kohärentes gepulstes Laserlicht mit einem TEM₀₀ Profil. Um den Wellenlängenbereich noch zu erweitern (350–500 nm), ist die Möglichkeit einer Frequenzverdopplung (*“second harmonic generation”* SHG von APE) gegeben, womit sich im Pikosekunden-Betrieb eine Verdopplungseffizienz von maximal 10 % erreichen lässt. Letztere Option wird zum Beispiel in Kapitel 7 für die Anregung von CdZnMnSe-Quantenfilmen benötigt.

3.1.3 Optische Präzisionsverzögerungsstrecke

Damit ein zeitlicher Versatz zwischen den beiden Laserpulsen und damit eine Zeitauflösung im Subpikosekunden-Bereich realisiert werden kann, kommt eine optische Verzögerungsstrecke (*“delay line”*) zum Einsatz. Das Prinzip ist recht trivial, da einer der beiden Laserpulse einfach eine längere Strecke zurücklegt, im Vergleich zu dem anderen. Der Zeitversatz Δt ist dabei über die einfache Beziehung $\Delta t = \Delta s / c_0$ gegeben, mit der Vakuumlichtgeschwindigkeit c_0 , die ausreichend genau auch für normale Luft anzusetzen ist und der zusätzlichen Wegstrecke Δs . Bei einer Verfahrenlänge von $l_{\max} = 1 \text{ m}$ erhält man mit Hilfe einer Reflexion auf der Verzögerungsstrecke einen gesamten Weg von $\Delta s_{\max} = 2 \text{ m}$ und schließlich eine maximale Verzögerung von $\Delta t_{\max} = 6,7 \text{ ns}$. Die Güte der Zeitauflösung ist also direkt mit der Positionierungsgenauigkeit verknüpft.

Die Reflexion wird mittels eines Retroreflektors realisiert, der einen Strahlversatzfehler von maximal einer Bogensekunde ($2,7 \cdot 10^{-4} \text{ Grad}$) aufweist. Bei den Einstellungen ist nun darauf zu achten, dass der Retroreflektor unabhängig von seiner örtlichen Position immer an der gleichen Stelle vom Laserstrahl getroffen wird. Ist dies der Fall, so trifft die Reflexion des Lasers den nächsten Spiegel auch wieder an der gleichen Stelle und unter den gleichen Winkeln, das bedeutet, es kommt zu keinerlei Strahlwanderung während des Verfahrens. Um dieses Ziel zu erreichen, wird der Laser parallel und auf gleicher Höhe bleibend in den Retroreflektor justiert und dann der reflektierte Laserspot nach ein paar Metern an die Wand projiziert. Darauf kann die Strahlwanderung minimiert beziehungsweise eliminiert werden, während die Verzögerungsstrecke durchgeföhren wird.

Damit die Genauigkeit bei der Messung der Verzögerung Δt so groß wie möglich gehalten werden kann, kommt der Hochpräzisionslineartisch Limes 170-1000-HSM von OWIS mit der Positionierungssteuerung PS-90 zum Einsatz. Diese Kombination bietet mittels eines 2-Phasen Schrittmotors eine minimale Schrittweite von $\Delta l_{\min} = 500 \text{ nm}$ und eine Wiederholgenauigkeit (mehrfaches Anföhren der gleichen Position) von ungefähr drei Mikrometern. Diese minimale Schrittweite definiert dadurch auch die maximale Zeitauflösung, mit $\Delta s_{\min} = 1 \mu\text{m} = 2 \cdot \Delta l_{\min}$ folgt $\Delta t_{\min} = 3,3 \text{ fs}$. Bei einer derartigen Schrittweite würde allerdings die Aufnahme einer kompletten Kurve, die typischer Weise im Bereich von Nanosekunden liegt, sehr lange dauern. Daher wird größtenteils eine Schrittweite von circa $\Delta l_{\text{typ}} = 500 \mu\text{m}$ gewählt, was in einer Zeitauflösung von $\Delta t_{1000} = 3,3 \text{ ps}$ resultiert. Diese Auflösung liegt in etwa in dem Bereich der Pulsbreite und ermöglicht daher eine messtechnisch sinnvolle Zeitachse.

Zudem besitzt die Anzahl der Schritte einen direkten Zusammenhang zu der Messdauer, da zuerst die neue Position angefahren wird und dort eine Zeit gewartet wird, damit sowohl der Lock-In-Verstärker als auch die Positionsmessung einen Datenwert ermitteln kann. Danach wird die nächste Position angefahren. Die maximale Geschwindigkeit der Verzögerungsstrecke beträgt $v_{\max} = 80 \text{ mm/s}$. Allerdings muss dazu eine Beschleunigungsphase und eine negative Beschleunigungsphase beachtet werden. So gibt es eine gemittelte effektive Geschwindigkeit, die sich nur für sehr lange Schrittweiten asymptotisch v_{\max} angleicht. Bei einer Schrittweite von circa 1000 Schritten verringert sich die effektive gemessene Geschwindigkeit daher auf $v_{\text{eff},1000} \approx 4 \text{ mm/s}$. Das bedeutet, ein Schritt dauert ungefähr 125 ms zum Anföhren, dazu addiert sich noch die Zeit einer Positionsmessung von circa 100 ms. Idealerweise beendet der Lock-In-Verstärker auch innerhalb dieser 100 ms seine Messung (siehe Kapitel 3.2.2), ansonsten muss eine zusätzliche Wartezeit integriert werden, da es zu einer zeitlichen Mittelung zwischen verschiedenen Positionen kommen kann. Liegt ein nicht optimales Messsignal vor, das ei-

ne längere Zeitkonstante erforderlich macht, kann alternativ die Schrittweite erniedrigt werden, damit die Signaländerung zwischen den einzelnen Positionen gering bleibt, denn dann fällt die zeitliche Mittelung auch nicht störend ins Gewicht. Die typische Zeitkonstante des zweiten, langsameren Lock-In-Verstärkers liegt aber unter normalen Messbedingungen bei $\tau_2 = 100 \text{ ms}$. Damit ergibt sich also eine gesamte Messdauer von 225 ms für einen kompletten Schritt. Wird nun eine Kerr-Kurve zum Beispiel über einen Verzögerungsbereich von einer Nanosekunde aufgenommen, werden 300 Schritte benötigt, was einer Gesamtdauer von 67,5 s entspricht.

Zwei weitere Effekte sollen hier noch kurz genannt werden. Zum einen sollte in Betracht gezogen werden, dass Optiken, wie zum Beispiel Kristalle etc., einen zusätzlichen zeitlichen Versatz in das System integrieren, da die Lichtgeschwindigkeit materialabhängig ist. So gilt zum Beispiel für Quarz mit einem Brechungsindex von $n_{\text{Quarz}} = 1,54$ für die Ausbreitungsgeschwindigkeit elektromagnetischer Wellen (z. B. [Sil04b]):

$$c_{\text{Quarz}} = \frac{c_0}{n_{\text{Quarz}}} = 1,95 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}. \quad (3.4)$$

Das bedeutet, dass sich der zeitliche Nullpunkt, also die Position auf der Verzögerungsstrecke, an der beide Strahlen die gleiche Zeitdauer unterwegs sind und damit beide zeitgleich auf die Probe auftreffen, sich deutlich verschieben kann, wenn zusätzliche Elemente eingesetzt oder entfernt werden. Des Weiteren reicht ein einfaches Ausmessen des Weges auch nicht aus, wenn es große Unterschiede in der Anzahl von Optiken in den einzelnen Strahlengängen gibt.

Zum anderen lässt sich, wie zuvor bereits erwähnt, mittels der Verzögerungsstrecke ein Versatz von zwei Metern realisieren, das bedeutet aber auch, dass aufgrund der Laserstrahldivergenz der Pump-Laserstrahl deutlich größer als der Probe-Laserstrahl wird. Dies hat unter anderem zur Folge, dass der Pump-Laserstrahl stärker fokussiert wird und unterschiedliche große Spotdurchmesser auf der Probe bilden, also der Probe-Laserstrahl größer als der Pump-Laserstrahl ist. Besonders die Situation, dass der Probe-Laserstrahl eine größere Fläche spinpolarisierter Ladungsträger messen soll, als zuvor überhaupt erzeugt wurde, gilt es zu Verhindern. Dieses Thema wird detaillierter in Kapitel 3.3.3 erläutert.

3.1.4 Hochortsaufgelöste galvanische Rastereinheit

Im Zuge der Erweiterung des zeitaufgelösten Kerr-Aufbaus für hochortsaufauflösende Messungen von Spinpolarisationen wird eine galvanische Rastereinheit, bestehend aus einer Galvomotorteuerung und einer optischen spiegelbasierenden Rastereinheit (*galvo scanner*) zur Steuerung, benutzt. Der Sinn dieser Erweiterung besteht darin, dass der Abstand zwischen dem Pump- und dem Probe-Laserstrahl definiert geändert werden kann, um so die örtliche Bewegung der polarisierten Spins, sowohl ohne als auch mit elektrischem Zusatzfeld, zu studieren. An ein solches System muss hohe Anforderungen gestellt werden, da hier Schrittweiten im Submikrometer Bereich benötigt werden. Ein typischer Verfahrbereich Δx (Abstand der Zentren zwischen Pump- und Probe-Laserstrahl) zum Vermessen der Spindiffusion liegt zum Beispiel im Bereich von maximal $\Delta x \approx 20 \text{ }\mu\text{m}$.

Der sphärische Linsenfehler kann bei den meisten Objektiven vernachlässigt werden, da durch eine Aneinanderreihung von konvexen und konkaven Linsen eine Korrektur vorgenommen wird und daher ein rein beugungsbegrenztes Auflösungsvermögen vorhanden ist. Somit bleibt die Spotgröße bei einem unter einem Winkel einfallenden Bündel paralleler Strahlen

gleich und wandert nur auf der Fokusebene, wobei der Abstand zwischen dem Fokus auf der optischen Achse und dem neuen fokussiertem Punkt auf der Fokusebene genau Δx entspricht. Es gilt folgende Beziehung zwischen dem Winkel α , den die Strahlen mit der optischen Achse bilden, der Brennweite f und dem Versatz Δx :

$$\tan \alpha = \frac{\Delta x}{f}. \quad (3.5)$$

Das bedeutet, für einen Versatz von $\Delta x = 20 \mu\text{m}$ wird ein Winkel von $\alpha_{20 \mu\text{m}} = 0,023^\circ$ an dem Objektiv benötigt, unter der Annahme, dass die Strahlen vorher parallel zur optischen Achse verlaufen sind. Die Rotationsbewegung des Galvomotors ist linear zu Ansteuerungsspannung, wobei die maximale Rotation von $\alpha_{\text{max}} = \pm 22,5^\circ$ bei einer Spannung von $U_{\text{max}} = 3,0 \text{ V}$ erreicht wird. Damit also ein Winkel von zum Beispiel $\alpha_{20 \mu\text{m}} = \pm 0,023^\circ$ realisiert werden kann, muss eine Spannung von $U_{20 \mu\text{m}} = \pm 3,06 \text{ mV}$ an dem Galvomotor angelegt, wozu natürlich aufgrund der Auflösung eine hochpräzise Spannungsquelle benötigt wird. Nun kann die Spannung von $-U_{20 \mu\text{m}}$ bis $U_{20 \mu\text{m}}$ in Teilschritten durchgefahren werden, um die exemplarische Strecke von $-20 \mu\text{m}$ bis $20 \mu\text{m}$ zu rastern.

Eine Herausforderung bei dieser Anordnung besteht allerdings darin, dass sich bei einer Rotationsbewegung des Galvoscanners nicht nur der Winkel sondern auch die Position des Strahles ändert. Dies führt zu einer Strahlbewegung auf dem Objektiv, mit der Folge, dass es erstens zu einem Abschneiden des Strahles kommen kann. Zweitens kann sich die Rückreflexion des Pump-Laserstrahls ändern, was zu einer Störung des Messsignals führen kann und drittens kann auch die Linearität zwischen dem Versatz Δx und dem Rotationswinkel α gestört werden, wenn keine idealen Optiken vorliegen.

Dieses Problem kann einfach dadurch gelöst werden, dass zwischen Galvoscannerspiegel und dem Objektiv ein optisches Teleskop eingebaut wird (siehe [Abbildung 25](#)). In diesem Fall kommen zwei gleichartigen Linsen zum Einsatz, so dass es zu keiner Vergrößerung oder Verkleinerung kommt. Also gelten für die Brennweiten $f_1 = f_2$. Für die Abstände zwischen der galvanischen Rastereinheit und dem ersten Spiegel beziehungsweise zwischen dem zweiten Spiegel und dem Objektiv soll gelten: $l_i = f_i$. Ändert sich nun die Stellung des Galvoscanners, so bleibt es bei einem parallelen Strahlenbündel (rot gestrichelt), dass unter dem Winkel α auf die erste Linse trifft. Aufgrund des Spezialfalls dieser Anordnung bleibt sowohl der Winkel α als auch die Position des Strahles auf dem Objektiv (HALO) konstant. Damit lässt sich also eine lineare Transformation von der Spiegelrotation auf den Auftreffwinkel und somit auch auf den Versatz der beiden Strahlen auf der Probe ohne Positionsänderung der beiden Strahlen nur mittels reiner Winkeländerung realisieren. Somit sind die oben angesprochenen Probleme nicht mehr existent.

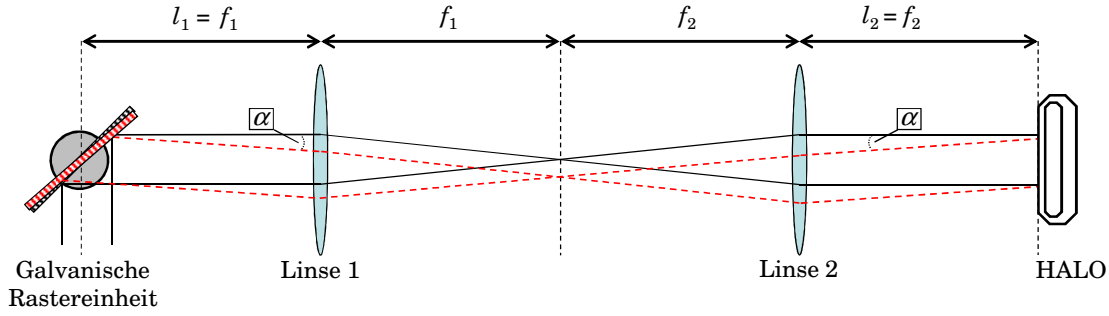


Abbildung 25: Schematische Darstellung des Abbildungssystems zur hochauflösenden Messung von Spinpolarisationen. Gezeichnet sind jeweils Randstrahlen mit und ohne Rotation α . HALO: Hochapertur-Laserobjektiv.

Aufgrund praktischer Probleme ist bei dem Aufbau die Bedingung $l_i = f_i$ nicht immer vollständig realisierbar, trotzdem führt diese Abweichung durch die geringen Winkelmaße zu keiner signifikanten Störung. Die experimentelle Überprüfung dieser Messgröße kann mittels einer Eichmessung verifiziert werden. Dazu wird an einer strukturierten Probe der Abstand zwischen zwei Verbindungs-Positionen (*“bond pads”*) Δx_{Bond} mittels eines Rasterelektronenmikroskops vermessen, um dann anschließend diese Strecke mit der galvanischen Rastereinheit und dem Pump-Laserstrahl auf der CCD-Kamera abzufahren. Für diese Strecke von $\Delta x_{\text{Bond}} = 300,0 \mu\text{m}$ wurde eine Spannung von $U_{300 \mu\text{m}} = 46,08 \text{ mV}$ benötigt. Daraus resultiert eine Verfaherstrecke von $\Delta x(U) = 6,51 \mu\text{m/mV}$. Eine Umrechnung auf die zuvor theoretische Betrachtung von $\Delta x = 20 \mu\text{m}$ ergibt den experimentell ermittelten Wert von $U_{20 \mu\text{m}, \text{exp}} = 3,07 \text{ mV}$. Ein Vergleich mit dem zuvor errechneten Wert von $U_{20 \mu\text{m}, \text{exp}} = 3,07 \text{ mV}$ zeigt eine hervorragende Übereinstimmung und zeigt die hohe Genauigkeit des Galvoscaners. Mit Hilfe der Kombination aus galvanischer Rastereinheit und optischem Teleskop können somit also hochpositionsauflösende Messungen realisiert werden. Eine Steuerung im Mikrovoltbereich ermöglicht sogar theoretische Verfaherweiten im Bereich von 10 nm .

Ein weiterer wichtiger Zweck des Teleskops besteht in der Möglichkeit, die Divergenz des Pump-Laserstrahls zu modifizieren. Wie in Kapitel 3.1.3 bereits erwähnt, führt das Verfahren der optischen Verzögerungsstrecke zu einer Veränderung der Pump-Laserstrahlgröße und damit auch zu einer veränderten Fokuspunktgröße. Die von dem Lasersystem emittierte Strahlung besitzt ein $M^2 \approx 1,1$ und lässt sich damit hervorragend mittels der Gauß'schen Strahlenoptik beschreiben. Daraus folgt unter anderem, dass bei beugungsbegrenzten Objektiven die folgende Approximation für die minimale Spotgröße d_{min} gut anwendbar ist, wobei als Definition entsprechend der physikalischen Wellenoptik der $1/e^2$ -Wert benutzt wird:

$$d_{\text{min}} = \frac{4\lambda f}{D\pi}, \quad (3.6)$$

wobei λ für die Wellenlänge, f für die Brennweite und D für den Strahldurchmesser steht. Das bedeutet, dass bei dem derartig definierten Strahlradius die Intensität ungefähr 13,5 % der Maximalintensität I_0 entspricht. Dies ist leider teilweise nicht einheitlich in wissenschaftlichen Veröffentlichungen, da im Bereich der Festkörperoptik gerne die deutlich kleineren Halbwertsbreiten (FWHM) als fokussierte Strahldurchmesser und damit eine deutlich höhere Ortsauflösung angegeben werden.

Nun ist auch ersichtlich, dass ein vergrößerter Pump-Laserstrahl zu einer kleineren Spotgröße führt. Der Effekt einer kleinen F -Nummer beziehungsweise einer geringeren Ausleuch-

tung der fokussierenden Optik im Falle eines Gauß'schen Strahlenbündels ist schematisch der [Abbildung 26](#) dargestellt.

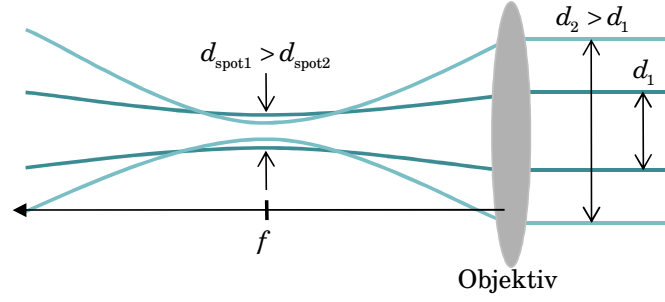


Abbildung 26: Prinzipielle Darstellung der Fokussierung eines Gauß'schen Strahlenbündels mit Hilfe einer Linse.

Der Strahldurchmesser kann mit Hilfe der Laserparameter berechnet werden. Die anfängliche Strahltaile nach Spezifikation des Herstellers beträgt $2 \cdot w_0 = 0,8 \text{ mm}$ und die Divergenz, also der halbe Öffnungswinkel, $\Theta_{\text{Div}} = \theta/2 = 0,85 \text{ mrad}$. Gauß'sche Laserstrahlen (Strahlradius w) breiten sich entsprechend des folgenden Gesetzes aus (z. B. [\[Sil04b\]](#)):

$$w(z) = w_0 \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2}, \quad (3.7)$$

wobei z der Abstand und z_0 die Rayleigh-Länge angeben. Die Rayleigh-Länge kann über die Divergenz mit der Gleichung (3.7) berechnet werden, da für Gauß'sche Strahlen im Fernfeld gilt:

$$\tan(\Theta_{\text{Div}}) = \frac{w(z)}{z} = \frac{w_0}{z} \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2}. \quad (3.8)$$

Jetzt kann z_0 und der Abstand vom Laser zum Objektiv von $z \approx 500 \text{ cm}$ in die Gleichung (3.7) eingesetzt und ein am Objektiv vorliegender Strahldurchmesser von $D = 2 \cdot w = 8,5 \text{ mm}$ errechnet werden. Dieser Wert liegt in guter Übereinstimmung mit dem experimentell ermittelten Strahldurchmesser. Zusammen mit der Brennweite des Objektivs von $f = 50,0 \text{ mm}$ und einer für GaAs typischen Tieftemperatur-Wellenlänge von $\lambda = 818,0 \text{ nm}$ folgt ein minimaler Spotdurchmesser von $d_{\text{min}} = 6,1 \mu\text{m}$ ($d_{\text{min},1/e} = 4,3 \mu\text{m}$, $d_{\text{min},\text{FWHM}} = 3,6 \mu\text{m}$).

Für viele Messungen, besonders bei den positionsfesten, ist es empfehlenswert, wenn der Pump-Laserstrahl größer als der Probe-Laserstrahl ist und diesen Zustand auch bei dem Verfahren der optischen Verzögerungsstrecke beibehält. Damit ist gewährleistet, dass eine größere Fläche spinpolarisiert wird, als effektiv durch den Probe-Laserstrahl gemessen wird, somit können Störungen des Signals zum Beispiel bei Vibrationen und einem Verfahren des Pump-Laserstrahls vermindert werden (siehe auch Kapitel 3.3.3). Mit dem Teleskops kann nun durch ein Abweichen von der 1:1 Stellung die Divergenz des Pump-Laserstrahls dahingehend verändert werden, dass der Durchmesser des Strahls auf der Probe größer wird, typischer Weise wird eine Einstellung gewählt, bei der in etwa die zweifache Größe in Bezug auf den Probe-Laserstrahl vorliegt.

3.2 Elektrische Messtechnik der zeitaufgelösten Kerr-Rotation

Die Änderungen des Polarisationszustandes aufgrund des Kerr-Effekts sind sehr klein, typischer Weise im μrad -Bereich (z. B. [Kim01]), und somit bedarf es einer ausgeklügelten Messtechnik, sowohl auf optischer als auch auf elektrischer Seite. Zudem kommt erschwerend hinzu, dass hier der Kerr-Effekt in Reflexion benutzt wird, das heißt neben diversen Vorteilen gegenüber dem Faraday-Effekt in Transmission addieren sich aber leider auch die Nachteile von störenden Reflexionen hinzu. Verstärkt wird diese Beeinflussung zusätzlich noch durch eine sehr hohe Ortsauflösung, die um ungefähr eine Größenordnung besser ist, als für typische Experimente dieser Art. Diese Herausforderung kann jedoch mit einer doppelten Modulationstechnik, dem Einsatz zweier Lock-In-Verstärker und einem abgestimmten System aus Vorverstärkern und Photodioden gemeistert werden. In diesem Abschnitt wird im Detail auf die Detektionstechnik, die Modulationstechnik, und die Ansteuerung beziehungsweise Automatisierung eingegangen.

3.2.1 Detektion verrauschter Photoströme

Die Kunst bei der Messtechnik der zeitaufgelösten Kerr-Rotation liegt in der Extraktion eines sehr kleinen Messsignals, im Speziellen der Rotation einer Polarisation im μrad -Bereich, die in einem großen Grundsignal enthalten ist. Daher wird im Folgenden auf die Detektion dieser kleinen Polarisationsänderungen und den verschiedenen Störquellen bezüglich des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses eingegangen.

In dem Experiment kommen je nach Verwendungszweck zwei verschiedene Detektionseinheiten zum Einsatz, für grundlegende Einstellungszwecke des gesamten Messaufbaus und für große Messsignale wird ein ausbalancierter Photodetektor (PD 1) benutzt, der aus zwei vorgespannten Photodioden besteht. Diese sind in einer Differenzschaltung an zwei integrierte Vorverstärker gekoppelt. Der Vorteil dieses Kompaktsystems liegt darin, dass es passend aufeinander abgestimmt ist und damit keine weiteren Freiheitsgrade erlaubt. Somit können zum Beispiel zügig erste Messsignale erzeugt werden. Dieser Vorteil wird allerdings für die Messung von sehr kleinen oder verrauschten Signalen zu einem Nachteil. Deshalb gibt es bei dieser Art von Messungen die Möglichkeit, alternativ ein eigen entworfenes Photodioden-Differenzverstärkersystem (PD 2) einzusetzen. Dies besteht aus zwei ausgesuchten, nicht vorgespannten Photodioden, deren Differenzphotoströme von einem Transimpedanz-Verstärker verarbeitet werden. Eine Vielzahl von Einstellungsmöglichkeiten (z. B. Verstärkungsfaktor, Bandbreite etc.) lässt hierbei noch die Möglichkeit zu, extrem kleine Signale zu extrahieren, allerdings unter einem erhöhten Aufwand. Zudem eignen sich die vorgespannten Photodioden des PD 1 zwar besser für die Messung von hohen Frequenzen, diese Eigenschaft wird aber in diesem Experiment nicht benötigt und sorgt im Gegenteil zu einem erhöhten Rauschanteil. Ebenso führt der erhöhte Elektronikeinsatz (z. B. „*autobalancing*“) des PD 1 zu höheren Rauschanteilen. Konkrete Vergleichszahlen der beiden Systeme folgen in den nächsten Absätzen.

Zunächst wird nun das Signal betrachtet, das detektiert werden soll. Dabei wird von einem linear s -polarisierten Laserstrahl ausgegangen. Dessen anfänglichen elektrischen Feldkomponenten $E_{i,0}$ stellen sich wie folgt dar:

$$\begin{pmatrix} E_{x,0} \\ E_{y,0} \end{pmatrix} = E_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (3.9)$$

Wie in Abschnitt 2.3.1 beschrieben wird dieser linear polarisierte Strahl nun minimal durch den magneto-optischen Kerr-Effekt gedreht und bekommt zudem noch eine $\pi/4$ -Drehung durch den $\lambda/2$ -Rhombus. Damit ändern sich die Feldkomponenten dementsprechend:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = E_0 \begin{pmatrix} \sin\left(\frac{\pi}{4} + \theta_k\right) \\ \cos\left(\frac{\pi}{4} + \theta_k\right) \end{pmatrix}. \quad (3.10)$$

Der Messung direkt zugänglich sind die Leistungen der Laserstrahlen, diese lassen sich mit den folgenden Definitionen für die optische Leistung P , der Intensität I und dem zeitliche gemittelten Poynting-Vektor $\langle S \rangle_t$ ausrechnen:

$$P = \int I dA \quad \text{und} \quad I = \langle S \rangle_t = \frac{\epsilon_0 c}{2} E_0^2. \quad (3.11)$$

Somit ergeben sich die optischen Leistungen auf den beiden Photodioden 1 und 2 zu jeweils:

$$P_1 = P_0 \sin^2\left(\frac{\pi}{4} + \theta_k\right) \quad \text{und} \quad P_2 = P_0 \cos^2\left(\frac{\pi}{4} + \theta_k\right), \quad (3.12)$$

wobei P_0 die ursprüngliche Anfangsleistung darstellt. Wird nun das Differenzsignal betrachtet, ergibt sich folgende Abhängigkeit von dem durch die Spinpolarisation hervorgerufenen Kerr-Winkel θ_k :

$$P_{\text{dif}} = P_1 - P_2 = P_0 \cdot \left(\sin^2\left(\frac{\pi}{4} + \theta_k\right) - \cos^2\left(\frac{\pi}{4} + \theta_k\right) \right) = P_0 \sin(2 \cdot \theta_k). \quad (3.13)$$

Die Sinus-Funktion kann aufgrund der kleinen Winkel direkt nach Taylor durch deren Argument ersetzt werden. Hinzu kommt, dass der Kerr-Winkel auch bei fester Pump-Probe-Verzögerung nicht konstant ist, da er direkt von dem Grad der Spinpolarisation abhängt, die durch den photoelastischen Modulator (PEM) moduliert wird (siehe Kapitel 3.2.2). Somit ergibt sich das Differenzsignal, das aus den beiden Photoströmen der Photodioden resultiert in Abhängigkeit der Zeit und der Modulationsfrequenz des Pump-Laserstrahls ω_{PEM} zu

$$P_{\text{dif}} = P_0 \cdot 2 \cdot \theta_{k,\text{max}} \sin(\omega_{\text{PEM}} t + \varphi). \quad (3.14)$$

Der gemessene Kerr-Winkel $\theta_{k,\text{max}}$ ist natürlich direkt vom Material, von der Präzessionsfrequenz der Spinpolarisation und von der Spinrelaxation abhängig. Letztere ist über die Verzögerungszeit Δt zwischen Pump- und Probe-Laserstrahl verknüpft. Bei dieser Betrachtungsweise wird allerdings der Effekt der Elliptizität η neben der Drehung vernachlässigt. Dieser führt zu einem Vorfaktor von $(1-\eta)/(1+\eta)$ in der Gleichung (3.14). Bei Halbleitern liegt diese Elliptizität in der gleichen Größenordnung wie die Kerr-Winkel, also $\eta \approx 10^{-4} - 10^{-6}$. Dies hat zu Folge, der Vorfaktor zumindest in Halbleitern vernachlässigt werden kann. In Metallen dagegen können sehr große Kerr-Winkel und Elliptizitäten auftreten, weshalb dann neben der Differenzmessung auch eine Additivmessung vorgenommen werden sollte. Erst der Quotient dieser beiden Signale ist dann direkt abhängig vom Kerr-Winkel.

Wird eine typische Leistung von zum Beispiel $P_0 = 20 \mu\text{W}$ angesetzt und ein typischer Kerr-Winkel von $\theta_k = 10^{-5}$ angenommen, so ergibt sich eine maximale Differenz-Leistung zu $P_{\text{dif}} = 0,4 \text{ nW}$. Jedes Photon resultiert zum Beispiel im Falle des PD 2 mit einer Quanteneffizienz von $Q_e = 83 \%$ in einem Photoelektron, entsprechend der angegebenen spezifischen Empfindlichkeit von $r_{\text{sp,PD 2}} = 0,55 \text{ A/W}$. Daher folgt also ein zu detektierendes Signal in Höhe von maximal $I_{\text{dif}} = 0,22 \text{ nA}$. Um diese geringen Stromstärken elektronisch zu verarbeiten, sollen im Folgenden sowohl die Quellen für das Rauschen als auch die Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses diskutiert werden.

Die Wichtigkeit von Rauschquellen auf physikalische Experimente wurde von W. Schottky Anfang des 20. Jahrhunderts aufgezeigt [Sch18]. An dieser Stelle werden allerdings nur die dominierenden Rauschquellen diskutiert, dass bedeutet, dass zum Beispiel das Funkelrauschen (*“flicker noise”*) [Joh25] und das $1/f$ -Rauschen [Dut81] oder Rauschprozesse mit noch höheren Potenzen bezüglich der Frequenzabhängigkeit vernachlässigt werden. Dies kann aufgrund der höheren Frequenzen und Bandbreiten von $f_{\text{min}} = 50 \text{ kHz}$ vertreten werden. Eine allgegenwärtige und starke Rauschquelle für einen Photodetektor bildet das thermische oder Johnson-Nyquist-Rauschen ([Joh28], [Nyq28]):

$$i_j = \sqrt{\frac{4k_B T \Delta f}{R_{\text{sh}}}}, \quad (3.15)$$

mit der Boltzmann-Konstante k_B , der Temperatur T , dem ohmschen Widerstand R_{sh} und der Bandbreite Δf , über die gemessen wird. Die Parameter sind bis auf den Widerstand durch die Messanordnung gegeben, daher kann dieses Rauschen nur durch eine geeignete Photodiode mit sehr hohem Widerstand minimiert werden. In dem Fall der Eigenkonstruktion wurde zum Beispiel eine Photodiode (S2386-18K von Hamamatsu) gewählt, die durch einen Widerstand von $R_{\text{sh}} = 100 \text{ G}\Omega$ nur einen sehr geringen Johnson Rauschstrom von $i_j = 9,04 \cdot 10^{-14} \text{ A}$ liefert.

Eine andere Rauschquelle stellt das Schrotrauschen des Dunkelstroms innerhalb der Photodiode dar [Sch26]:

$$i_{\text{ds}} = \sqrt{2ei_d \Delta f}, \quad (3.16)$$

wobei i_d den Dunkelstrom bezeichnet. Besonders bei vorgespannten (*“biased”*) Photodioden (z. B. PD 1) dominiert dieser Beitrag schon bei sehr geringen Sperrspannungen über das thermische Rauschen, ansonsten kann dieser Anteil jedoch vernachlässigt werden.

Der Hauptanteil des Rauschens wird in den optischen Experimenten, in denen aus einem bestehenden Signal ein kleineres zu messendes Signal extrahiert werden muss, in der Regel durch das direkte Schrotrauschen generiert [Sch26]:

$$i_{\text{sn}} = \sqrt{2ei_s \Delta f}, \quad (3.17)$$

wobei i_s hier den Photostrom bezeichnet, der durch alle auftreffenden Photonen in der Photodiode erzeugt wird. Im Fall einer optischen Leistung von $P_0 = 20 \mu\text{W}$ resultiert ein Photostrom von $i_s = 11 \mu\text{A}$. Daher ergibt sich ein Schrotrauschen von $i_{\text{sn}} = 0,42 \text{ nA}$.

Das resultierende Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR) definiert sich dann wie folgt:

$$SNR = \frac{i_{\text{dif}}}{\sqrt{i_j^2 + i_{\text{dsn}}^2 + i_{\text{sn}}^2}} = \frac{i_{\text{dif}}}{\sqrt{\frac{4k_B T \Delta f}{R_{\text{sh}}} + 2ei_d \Delta f + 2ei_s \Delta f}}. \quad (3.18)$$

Hieran wird auch die Problematik bei der Messung klar. Das Messsignal, der Stromanteil i_{dif} , geht oft in dem Rauschen unter, zu dem der komplette Photostrom beiträgt. In dem exemplarischen Fall von $P_0 = 20 \mu\text{W}$ und $P_{\text{dif}} = 0,4 \text{ nW}$ ergibt sich ein Verhältnis von $\text{SNR} = 0,52$. Das Rauschen ist also ungefähr doppelt so hoch wie das Signal. Ohne den Einsatz von Lock-In-Verstärkern zur Verbesserung des SNRs ist deshalb schon aus elementaren Gründen kein Messsignal zu beobachten.

Um das Stromsignal entsprechend auszuwerten, werden diverse Vorverstärker benutzt. In dem Fall des kompakten PD 1 zum Beispiel zwei Vorverstärker, so dass für die Ausgangsspannung $U_{\text{dif}} = 100 \cdot r_{\text{sp}} (P_1 - P_2)$ gilt. Dabei sind die Leistungen in mW angegeben und die spektrale Empfindlichkeit bei der für GaAs benutzten Wellenlänge ist $r_{\text{sp,PD 1}} = 0,50 \text{ A/W}$. Diese Differenzspannung entspricht einer gesamten Verstärkung von $V_{\text{PD 1}} = 10^5 \text{ V/A}$, wobei die Verstärker ein zusätzliches Minimum-Rauschen in Höhe von $i_{\text{V,PD 1}} = 1,5 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$ generieren, also in diesem Fall mit einer ungefähren Bandbreite von $\Delta f = 50 \text{ kHz}$ folgt ein Rauschen von $i_{\text{V,PD 1}} \approx 0,34 \text{ nA}$, was zu einer weiteren Verschlechterung des SNRs führt, da die Verstärker das Rauschen und das Signal gleichermaßen verstärken. An dieser Stelle macht sich die Eigenkonstruktion PD 2 bezahlt, da deren spezifischen Werte besser ausfallen. So ist zum Beispiel die spektrale Empfindlichkeit um 10 % höher, was direkt dem Signal zugutekommt. Die Verstärkung ist regelbar bis zu einem Wert von $V_{\text{PD 2}} = 10^7 \text{ V/A}$ bei gleichzeitig niedrigerem Rauschverhalten von $i_{\text{V,PD 2}} = 130 \text{ fA}/\sqrt{\text{Hz}}$, entsprechend $i_{\text{V,PD 2}} \approx 0,03 \text{ nA}$ bei gleicher Bandbreite.

Mithilfe intensiver Nutzung von Modulationstechniken und Lock-In-Verstärkern kann das SNR deutlich gesteigert werden, maximal sogar auf Werte über $\text{SNR} \approx 10^3$, wie in dem folgenden Abschnitt 3.2.2 beschrieben wird.

3.2.2 Doppel-Modulationstechnik

Zur Modulation der Laserstrahlen und damit zur Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses kommen zwei verschiedenen Systeme zu Einsatz (siehe auch [Abbildung 24](#)). Zum einen wird der Probe-Laserstrahl in der Amplitude moduliert, das heißt eine Lochblende mit 10 gleichmäßig verteilten Schlitzen rotiert mit 10 Hz. Somit wird der Laserstrahl mit $f_{\text{Chop}} = 100 \text{ Hz}$ an- und ausgeschaltet. Mittels einer Lichtschranke wird die genaue Rotationsgeschwindigkeit ermittelt und steht daraufhin dem in Reihe stehenden zweiten Lock-In-Verstärker als Referenzsignal zur Verfügung.

Der Pump-Laserstrahl, der zur Erzeugung der Spinpolarisation dient, wird zudem in seinem Polarisationszustand moduliert. Dies führt dazu, dass der Grad der Spinpolarisation beziehungsweise der daraus resultierenden Kerr-Winkel mit der gleichen Frequenz moduliert werden. Dabei kommt ein sogenannter photoelastischer Modulator (PEM) zum Einsatz. Mit Hilfe einer sinusförmigen Hochspannung, die der Eigenfrequenz des Quarzkristalls entspricht, wird ein Piezoelement zum Schwingen angeregt. Dieses Element verspannt dabei den Quarzkristall, der wiederum linear zur Verspannung doppelbrechend wirkt. Mit der Höhe der Spannung kann nun die Größe des Phasenversatzes φ geregelt werden. Trifft jetzt linear polarisiertes Licht unter einem Winkel von 45° auf den PEM und der Phasenversatz ist auf $\varphi = \pi/2$ eingestellt, so lässt sich mit einer Frequenz von $f_{\text{PEM}} = 50 \text{ kHz}$ abwechselnd rechts- und linkszirkular polarisiertes Licht herstellen (siehe [Abbildung 27](#)), da in den Maxima der Phasenversatz gerade $\varphi = \pm\lambda/4$ ist. Auch von diesem Modulator wird ein Referenzsignal ausgegeben, das dem ersten Lock-In-Verstärker als Referenz zur Verfügung steht.

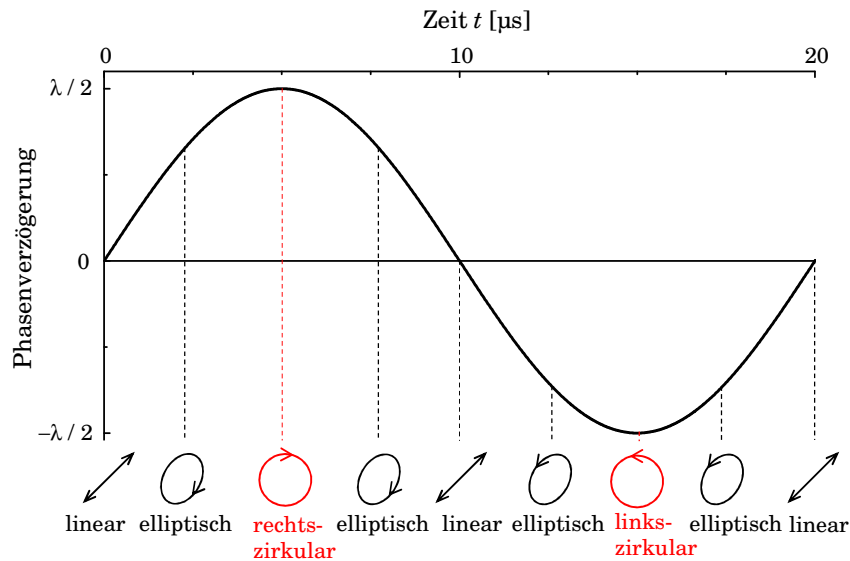


Abbildung 27: Darstellung der zeitlich veränderlichen Polarisationszustände eines linear polarisierten Lichtstrahls aufgrund der Modulation durch einen photoelastischen Modulator (PEM).

Für den Fall, dass nur ein Lock-In-Verstärker benutzt wird, dürfte kein Anteil des modulierten Pump-Laserstrahls den Weg auf die Photodioden finden, da ansonsten dieser Anteil genau die Frequenz besitzt, auf der der Lock-In-Verstärker sensitiv misst. In dieser Arbeit werden häufig strukturierte Proben vermessen, wobei die Strukturen immer aus gut reflektierendem Metall bestehen. Somit lässt es sich nicht verhindern, dass Reflexe von dem Pump-Laserstrahl auf die Photodioden auftreffen. Selbst wenn diese Reflexe im Bereich von nur einigen 10 nW sind, ist diese Leistung ausreichend, um das eigentliche Messsignal deutlich zu überdecken. Besonders die hohe Ortsauflösung mit dem Objektiv verschlimmert die Situation, sogar dahingehend, dass auch Photolumineszenz aufgesammelt wird, die in dieser Größenordnung ($10^1 - 10^2$ nW) den Weg auf die Photodioden findet. Durch die komplette Ausleuchtung des Objektivs in Rückreflexrichtung durch die Photolumineszenz sind dadurch auch immer in dem Strahlengang des reflektierten Probe-Laserstrahls genügend störende Lichtanteile. Es ist also zwingend notwendig, einen zweiten Lock-In-Verstärker zu benutzen, damit nur die Signale, die sowohl die Modulation des Pump-Laserstrahls als auch die Modulation des Probe-Laserstrahls beinhalten, ausgewertet werden.

Sieht die Messtechnik allerdings zwei Lock-In-Verstärker in Reihe vor, so muss im Detail überlegt werden, wie die Modulationsfrequenzen und die jeweiligen Zeitkonstanten gewählt werden müssen. Der erste Lock-In-Verstärker benötigt eine hohe Frequenz und eine sehr kleine Zeitkonstante, damit er der niedrigen Frequenz des zweiten Lock-In-Verstärkers folgen kann. Dies kann anhand der folgenden [Abbildung 28](#) erläutert werden. Das obere Teilbild zeigt den Verlauf der Spannung, die mittels des Kerr-Effekts als Ergebnis aus der Modulation der Spinpolarisation und den daraus resultierenden unterschiedlichen Leistungen auf den beiden Photodioden bestimmt ist. Zum Zeitpunkt $t = 0$ ms trifft linear polarisiertes Licht (vergleiche [Abbildung 27](#)) auf die Probe, es kommt weder zu einer Drehung mittels Kerr-Effekt noch dementsprechend zu einer Spannungsdifferenz. Je elliptischer der Polarisationsgrad wird, desto größer wird die daraus resultierende Spannungsdifferenz (siehe Kapitel [2.3.1](#)), bis zu den maximal Werten von $\pm U_{\text{dif,max}}$, die vorliegen, wenn die maximale Spinpolarisation bei rechts- oder linkszirkularpolarisiertem Licht erreicht wird. An dieser Stelle sollte auch erwähnt werden, dass diese Technik nur funktionieren kann, wenn das ganze System der Modulation auch folgen

kann. In diesem Fall sind die Pulse im Pikosekunden-Bereich und die Spindephasierungszeiten ungefähr im Nanosekunden-Bereich und können damit der Modulation im Bereich von einigen Kilohertz hervorragend folgen.

Der schnelle erste Lock-In-Verstärker gibt nun aus diesem über eine Sinus-Funktion gegebenen Spannungsverlauf einen konstanten Gleichrichtwert von $U_{\text{schn}} = U_{\text{dif}} \cdot 2/\pi$ aus (siehe Vergrößerung von [Abbildung 28](#)). Die Modulationsfrequenz von $f_{\text{PEM}} = 50 \text{ kHz}$ ist gleichbedeutend, dass eine komplette Schwingung eine Schwingungsdauer von $T_{\text{PEM}} = 20 \mu\text{s}$ besitzt. Die Zeitkonstante τ_{schn} des schnellen Lock-In-Verstärkers muss jetzt zwei Anforderungen genügen. Zum einen muss sie kurz genug sein, damit der Verstärker der zweiten Modulationsfrequenz ausreichend schnell folgen kann und zum anderen muss sie so lang sein, damit eine genügende Anzahl von Schwingungen ausgewertet werden können. Für diese Zeitkonstante wird typischer Weise ein Wert von $\tau_{\text{schn}} = 640 \mu\text{s}$ gewählt. Das bedeutet, dass 32 Schwingungen ausgewertet werden und im Vergleich zu der Schwingungsdauer des mechanischen Modulators von $T_{\text{chop}} = 10 \text{ ms}$ ist zudem eine ausreichende Reaktionsfähigkeit gegeben. Nach $t = 20 \text{ ms}$ blockiert der Amplituden-Modulator (*“chopper”*) den Probe-Laserstrahl und das Differenzsignal verschwindet. Dementsprechend verhält sich auch das Ausgangssignal des ersten Lock-In-Verstärkers. Es gilt $U_{\text{schn}} = 0$, bis der mechanische Amplituden-Modulator wieder lichtdurchlässig wird. So entsteht eine Rechteckspannung mit der Maximalamplitude von U_{schn} und mit einer Frequenz von $f_{\text{chop}} = 100 \text{ Hz}$ am Ausgangskanal des ersten schnellen Lock-In-Verstärkers (siehe [Abbildung 28](#)). Dieses Signal wird nun dem in Reihe stehenden langsameren Lock-In-Verstärker zugeführt in Kombination mit dem Referenzsignal des Amplituden-Modulators. Die Zeitkonstante ist hierbei im Bereich von $\tau_{\text{lang}} = 100 - 300 \text{ ms}$ zu wählen und muss mit der Wartezeit der optischen Verzögerungsstrecke pro Messpunkt abgestimmt werden (siehe Kapitel [3.1.3](#)). Es werden also die Spannungen in einem Bereich von einigen zehn Schwingungen ausgewertet und der daraus resultierende Gleichrichtwert (Rechteck-Spannung) von $U_{\text{lang}} = 1/2 \cdot U_{\text{schn}}$ ausgegeben. Mit dieser Technik können viele störende Einflüsse eliminiert und ein sehr hohes $\text{SNR} \geq 10^3$ erreicht werden, da nur diejenigen Signale ausgewertet werden, die von beiden unterschiedlichen Modulationsarten (Amplitude, Polarisationsgrad) mit verschiedenen Modulationsfrequenzen beeinflusst werden. Dieses Signal beinhaltet also den Kerr-Winkel, der sowohl aus der modulierten Erzeugung der Spinpolarisation als auch aus der Modulation des Probe-Laserstrahls resultiert. Dementsprechend ist dieses Zusammenspiel ausschließlich nur direkt auf der Probe gegeben, an der Position, an der sich beide modulierten Strahlen überlappen.

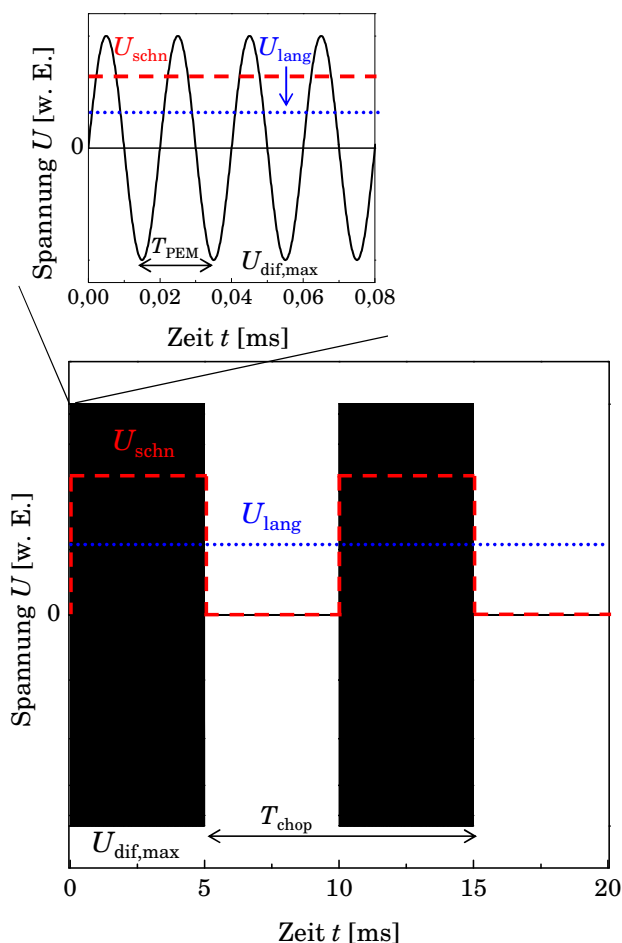


Abbildung 28: Theoretischer Spannungsverlauf aufgrund der verschiedenen Modulationstechniken und dem Einsatz von zwei in Reihe geschalteten Lock-In-Verstärkern. Aufgrund der unterschiedlichen Frequenzen erscheinen die schnellen Schwingungen darstellungsbedingt als schwarze Blöcke (Rechteckfunktion unten). Die Vergrößerung (oben) stellt die eigentlichen Schwingungen dar.

3.2.3 Elektrischer Aufbau und Automatisierung

Im Rahmen der Messungen von verschiedenen Aspekten der Spinkohärenz, der Spinmanipulation und des Spintransports können viele verschiedene Parameter variiert werden, um ein kohärentes Bild dieser Mechanismen zu bekommen. Dazu zählen experimentelle Parameter wie die Temperatur, das externe Magnetfeld, die Anregungsenergie, örtliche Position etc. Zum Beispiel müssen viele Messpunkte aufgenommen werden, um eine Standardkurve, ein zeitaufgelöstes Kerr-Rotationssignal (*TRKR*-Signal) gegen die Verzögerungszeit Δt der beiden Laserpulse zu erzeugen. Daher wird in diesem Abschnitt auf die vielfältigen Möglichkeiten sowohl zur Variation als auch zu Analyse diverser experimenteller Messparameter und die Automatisierung standardisierter Messungen eingegangen. Zudem wird ein Überblick über die benutzten Gerätschaften und deren elektrischen Anschlüsse gegeben.

Im Mittelpunkt der Steuerung steht ein Computer, der mit Hilfe von anwendungsspezifisch programmierter Steuerungssoftware auf Basis von LabView (National Instruments) mittels gängiger Bussysteme (GBIP, USB etc.) mit sämtlichen Komponenten verbunden ist und diese automatisiert ansteuern kann. Hauptsächlich ergeben sich die Ordinaten der Messungen aus

den Spannungen des letzten Lock-In-Verstärkers, die direkt proportional zu der Drehung der Polarisation aufgrund des magneto-optischen Kerr-Effektes sind (siehe Kapitel 3.2.1). Wie in den vorherigen Kapiteln beschrieben, handelt es sich dabei um ein vorverstärktes Spannungssignal aus dem schnellen ersten Lock-In-Verstärker. Der erste Lock-In-Verstärker dagegen bekommt sein Signal direkt aus den Photodioden-Differenzverstärkern. Als Referenz dient dabei ein normiertes Signal, dass die Hochspannungssteuereinheit mit der gleichen Frequenz (50 kHz) zur Steuerung des Piezokristalls innerhalb der Modulatoreinheit nutzt. Die Referenz (100 Hz) für den zweiten Lock-In-Verstärker wird direkt über eine Rotationsmessung des Amplituden-Modulators durch die Steuereinheit ausgegeben.

Die Abszisse der Messkurven kann zum einen die durch eine Steuereinheit gemessene Position der Verzögerungsstrecke oder zum anderen von einer Präzisionsspannungsquelle stammen. Über die Spannung im sub-mV-Bereich dieser Spannungsquelle kann mittels einer Steuereinheit ein Galvoscaner kontrolliert werden. Daraus kann schließlich (siehe Kapitel 3.1.4) auf die örtliche Position des Pump-Laserstrahls geschlossen werden, zum Beispiel bei Messungen des Spintransports.

Die folgenden Gerätschaften werden zur Einstellung und Messung der externen Versuchsparameter benötigt, denen die Probe innerhalb eines Kryostaten ausgesetzt ist. Der Kryostat befindet sich zwischen zwei großen Backen eines wassergekühlten Elektromagneten, so dass ein homogenes magnetisches Feld an der Probenstelle gewährleistet werden kann. Mittels einer Pumpe wird in dem Kryostaten ein Unterdruck erzeugt, damit flüssiges Helium mit Hilfe eines Überhebers aus den Heliumkannen in das System fließen kann. Über einen Wärmetauscher (Kühlfinger) wird die im Vakuum befindliche Probe schließlich auf die gewünschte Temperatur ($T = 2 - 300 \text{ K}$) gebracht. Dabei ist die Probe verspannungsfrei befestigt, damit die unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten zwischen dem metallischen Probenhalter und den Halbleiterproben nicht zu mechanischen Verspannungen und im schlimmsten Fall sogar zu einer Zerstörung der Probe führen können. Dies wird am besten durch Silberleitlack realisiert, der zum einen sehr elastisch ist und zum anderen einen sehr guten thermischen Kontakt zwischen der Probe und dem Kühlfinger herstellt. Mit einer Temperatursteuerung kann über eine Heizung die Temperatur im Bereich von 10^1 mK innerhalb des Kryostaten gesteuert werden und somit zum Beispiel der Einfluss der Temperatur auf die Spindephasierungszeiten studiert werden (siehe Kapitel 4.3.2).

Des Weiteren ist eine Starkstromquelle mit einem Teslameter vorhanden, mit dessen Hilfe automatisiert bei verschiedenen externen Magnetfeldern ($B_{\text{ext}} = 0 - 1,35 \text{ T}$) mit einer Genauigkeit im Millitesla-Bereich gemessen werden kann, die einem entscheidenden Einfluss auf die Spindynamik (Larmorfrequenzen) besitzen (siehe z. B. Kapitel 2.2.1 und 4.3). Eine Präzisionsstrom- und spannungsquelle ermöglicht sowohl das Anlegen von elektrischen Feldern in kontaktierten Proben im Rahmen von Spintransport-Messungen (siehe Kapitel 6) als auch das Anlegen von Strömen im Falle von Mikroleiterbahnen auf der Probenoberfläche, zum Beispiel zur Untersuchung der Spinmanipulation (siehe Kapitel 5) und zudem das Messen von Widerständen. Ein Wellenlängenmessgerät ermöglicht die Messung der Wellenlänge beziehungsweise der Anregungsenergie des Lasers mit einer spektralen Auflösung im Millielektronenvolt-Bereich. Damit können Einflüsse verschiedener resonant angeregter Subspinsysteme auf die kohärente Spindynamik untersucht werden (siehe Kapitel 4.3.1). Mit einem Oszilloskop kann zum einen der Laser überwacht werden, z. B., ob sich dieser im gepulsten Modus befindet, und zum anderen die Laserpuls-Parameter wie Repetitionsrate und Pulsdauer bestimmt werden.

Zum Einstellen und Variieren des richtigen Pump-Probe-Verhältnisses und anderen optischen Einstellungszwecken kommen Laser-Leistungsmessgeräte zu Einsatz. Eine Steuerung der Halogenbeleuchtung zur Kontrastoptimierung in Verbindung mit einer CCD-Kamera und einem hochauflösenden Bildschirm ermöglicht das Auffinden kleinster Mikrostrukturen während den Messungen.

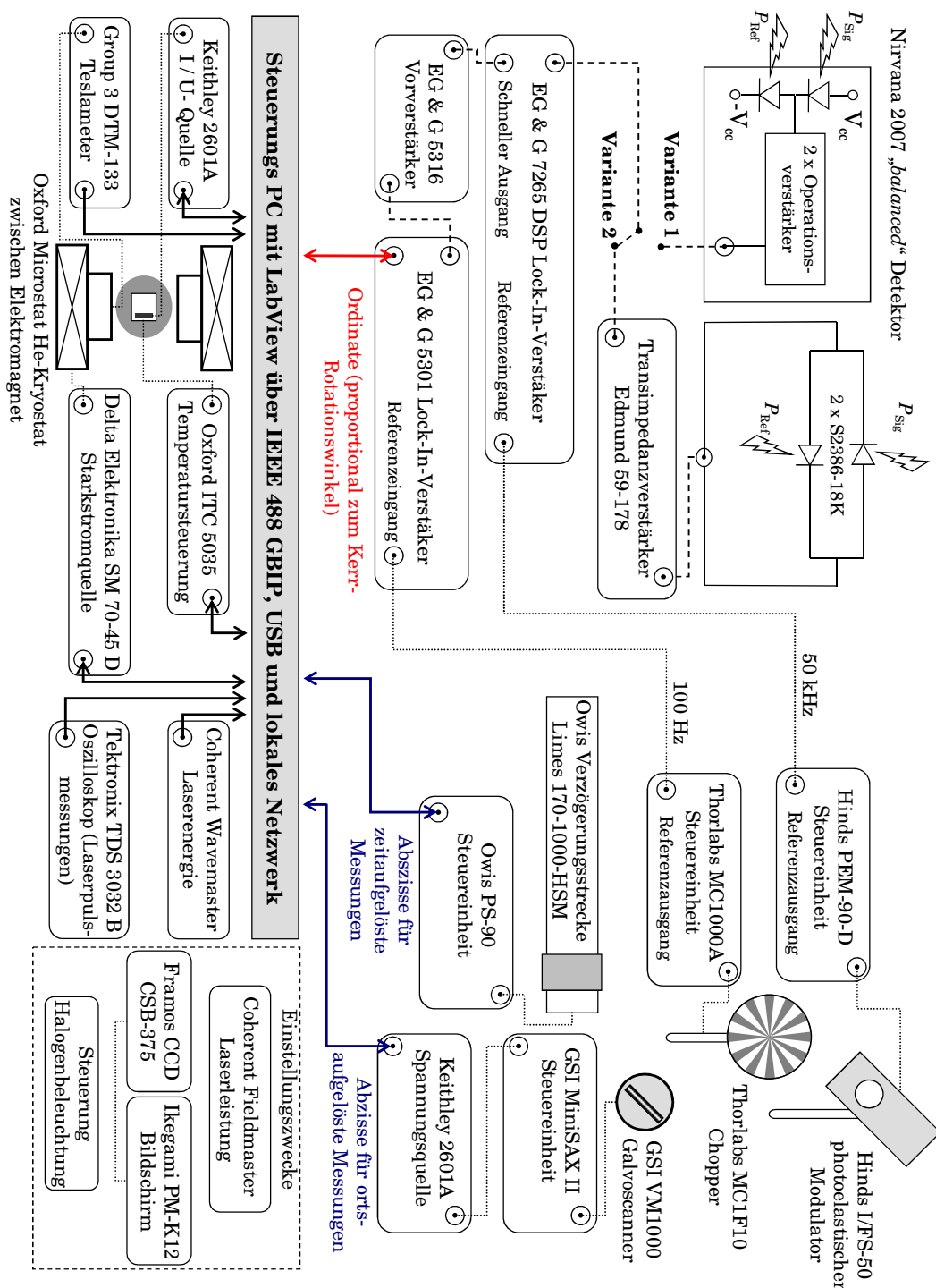


Abbildung 29: Aufstellung der elektrischen Gerätschaften für den Messaufbau der hochorts- und zeitaufgelösten Kerr-Rotation inklusive deren Ansteuerungen beziehungsweise Automatisierungs-Mechanismen.

3.3 Evaluierung der ermittelten Messgrößen

Im Gegensatz zu dem Kapitel 2.3, das eher aus allgemeinen theoretischen Betrachtungen bezüglich magneto-optischer Effekte bestand, bezieht sich dieses Kapitel auf die konkreten experimentellen Parameter. Somit werden Abschätzungen geliefert und diskutiert, die genau für diese zuvor beschriebene Apparatur Gültigkeit besitzen.

3.3.1 Größe der optisch generierten Spinpolarisationen

Wie in Kapitel 2.3.1 angesprochen ist die Anzahl der zuvor ausgerichteten Spins eine Voraussetzung für die zu messende Größe der magneto-optischen Effekte. Diese ist zum einem von dem angeregten Volumen als auch von der Absorption bei der benutzten Anregungswellenlänge abhängig. Das Anregungsvolumen ist näherungsweise zylinderförmig aufgrund der dünnen Probenschichten im Vergleich zur Brennweite des fokussierenden Objektivs und es gilt damit:

$$V = \left(\frac{d_{\text{Spot}}}{2} \right)^2 \pi z_0, \quad (3.19)$$

mit einem Durchmesser des fokussierten Laserstrahls von d_{Spot} . Die gemittelte Leistung des Lasers ergibt sich aus der Energie eines Laserphotons E_{Ph} , der Anzahl von Photonen pro Puls N_{Puls} und der Anzahl von Laserpulsen pro Sekunde f_{Las} wie folgt:

$$\langle P_L \rangle = N_{\text{Puls}} \cdot f_{\text{Las}} \cdot E_{\text{Ph}} = N_{\text{Puls}} \cdot f_{\text{Las}} \cdot \frac{hc}{\lambda_L}. \quad (3.20)$$

Bei einer Energie von $E_{\text{Ph}} = 1,513 \text{ eV}$ entsprechend einer Tieftemperatur-Anregungswellenlänge von $\lambda_L = 819,5 \text{ nm}$ für Donator gebundene Elektronen und einer gemittelten Laserleistung von typischer Weise $\langle P_L \rangle = 4 \text{ mW}$ folgt für die gesamte Photonenanzahl N_{ges} in einer Sekunde und die Anzahl von Photonen pro Puls N_{Puls} :

$$N_{\text{ges}} \approx 1,65 \cdot 10^{16} \text{ und } N_{\text{Puls}} \approx 2,17 \cdot 10^8. \quad (3.21)$$

Allerdings entspricht diese Photonenanzahl nicht der Anzahl von Photonen, die in den Halbleiter eindringen und dort spinpolarisierte Elektronen erzeugen können. Zum einen befinden sich zwischen der Leistungsmessung noch vier Gläser, eines vom Kryostat und drei innerhalb des Objektivs und zum anderen wird ein Teil auch an der Halbleiteroberfläche reflektiert. Mit Hilfe der Gleichung (2.89) können die Reflexionskoeffizienten sowohl zwischen der Luft-Glas-Grenzfläche als auch der Luft-GaAs-Grenzfläche errechnet werden. Daraus resultiert mit $n_{\text{Luft}} = 1$, $n_{\text{Glas}} = 1,5$ und $n_{\text{GaAs}} = 3,7$ folgender Vorfaktor für die Transmission Tr , der die Abschwächung beinhaltet:

$$Tr_{\text{ges}} = Tr_{\text{Glas}}^4 \cdot Tr_{\text{GaAs}} \approx 0,96^4 \cdot 0,67 \approx 0,85 \cdot 0,67 \approx 0,57$$

mit $Tr_i = 1 - R_i = 1 - r_i^2 = 1 - \left(\frac{n_i - 1}{n_i + 1} \right)^2 = \frac{4n_i}{(n_i + 1)^2}$, $i = \text{Glas, GaAs}$. (3.22)

Bei einer Schichtdicke z_0 und einem Absorptionskoeffizienten α kommt ein weiterer Faktor $(1 - Tr_{\text{GaAs}})$ entsprechend Gleichung (2.2) hinzu, der auf der Tatsache beruht, dass in der aktiven Schicht nicht alle Photonen absorbiert werden. So ergibt sich schlussendlich das Ergebnis, dass

die folgende Elektronendichte von $n_{e\text{-Dichte}}$ in GaAs optisch erzeugt wird, unter der Annahme, dass die Lebensdauer deutlich größer als die Laserpulsbreite ist:

$$\begin{aligned} n_{e^-, \text{GaAs}} &= Tr_{\text{ges}} \cdot (1 - Tr_{\text{GaAs}}) \cdot \frac{N_{\text{Puls}}}{V} = \\ &= \left(\frac{4n_{\text{Glas}}}{(n_{\text{Glas}} + 1)^2} \right)^4 \cdot \frac{4n_{\text{GaAs}}}{(n_{\text{GaAs}} + 1)^2} \cdot (1 - e^{-\alpha \cdot z_0}) \cdot \frac{4\lambda_L \langle P_L \rangle}{d_{\text{spot}}^2 \pi z_0 f_L \hbar c}. \end{aligned} \quad (3.23)$$

Werden an dieser Stelle typische Zahlenwerte für Donator gebundene Elektronen eingesetzt, wie zum Beispiel $\alpha(\text{Bandkante}) = 10^3 \text{ cm}^{-1}$, $d_{\text{spot}} \approx 20 \text{ }\mu\text{m}$, $z_0 \approx 1 \text{ }\mu\text{m}$, so folgt:

$$n_{e^-, \text{GaAs}} \cong 0,57 \cdot 0,10 \cdot \frac{2,17 \cdot 10^8}{3,14 \cdot 10^{-16}} \text{ m}^{-3} \cong 3,7 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}. \quad (3.24)$$

Für die Anzahl an spinpolarisierten Elektronen gilt folglich:

$$n_{\text{S}, e^-} = 50\% \cdot n_{e^-, \text{GaAs}} \approx 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}, \quad (3.25)$$

und liegt damit normaler Weise bewusst innerhalb der gleichen Größenordnung oder kleiner wie die Dotierung des Halbleiter-Materials. Der Grund dafür liegt in Verknüpfung zwischen der Ladungsträgerrekombination und der Spinrelaxation (siehe Kapitel 2.2.2.3).

Interessant ist an dieser Stelle auch die generierte magnetische Flussdichte in dem Material, die aufgrund der Ausrichtung der Elektronenspins beziehungsweise der magnetischen Momente entsteht (siehe Gleichung (2.29)):

$$\begin{aligned} \mathbf{B}_{\text{GaAs}} &= \mu_0 \mathbf{M} = \mu_0 \frac{d\mathbf{p}_S}{dV} = \mu_0 \frac{\sum \mathbf{p}_S}{V} = -\mu_0 P_S g \mu_B \frac{\hat{\mathbf{S}}}{\hbar} n_{e^-, \text{GaAs}} \Rightarrow \\ |\mathbf{B}_{\text{GaAs}}| &= \mu_0 P_S g \mu_B |m_s| n_{e^-, \text{GaAs}} = \mu_0 \cdot 50\% \cdot 0,44 \cdot \mu_B \cdot \frac{1}{2} \cdot n_{e^-, \text{GaAs}} \approx 50 \text{ nT}. \end{aligned} \quad (3.26)$$

Der Hauptunterschied zu ferromagnetischen Materialien liegt darin, dass die Anzahl an spinpolarisierten Elektronen im Halbleiter deutlich kleiner ist. Zum Beispiel trägt in Eisen (Fe) in erster Näherung jedes unkompenzierte Elektron eines jeden Eisenatoms zum gemeinsamen magnetischen Moment. Dies geschieht aufgrund der ferromagnetischen Kopplung beziehungsweise Ordnung. Daher entspricht insgesamt die Dichte an spinpolarisierten Elektronen ungefähr der Dichte von Atomen in dem Festkörper, liegt also in einer Größenordnung von $n \approx 10^{23} \text{ cm}^{-3}$. Somit lässt sich die Größenordnung der magnetischen Flussdichte in Ferromagneten im Bereich von Tesla abschätzen.

Oftmals wurde in der Literatur von einer erzeugten transienten Magnetisierung in Halbleitern gesprochen, die durch den Vorgang der optischen Spinpolarisation generiert wurde. Diese könnte daraufhin mittels des magneto-optischen Kerr-Effekts gemessen werden. Diese Beschreibung ist soweit auch richtig, wobei eine klare Trennung zwischen dem Kerr-Effekt in Ferromagneten und Halbleitern erfolgen muss. Wie aus Gleichung (3.26) ersichtlich ist, ist die magnetische Flussdichte und damit die resultierende energetische Zeemann-Aufspaltung im Halbleiter sehr gering, es gilt in grober Näherung im Vergleich zu Ferromagneten: $\Delta\epsilon_{\text{FM}} \approx 10^8 \cdot \Delta\epsilon_{\text{HL}}$. Für die daraus resultierenden Kerr-Winkel folgt dementsprechend in erster Näherung: $\theta_{\text{K, FM}} \approx 10^0 \text{ deg}$ beziehungsweise analog dazu: $\theta_{\text{K, HL}} \approx 10^{-8} \text{ deg}$. Diese Werte sind messtechnisch jedoch nicht auflösbar (siehe Kapitel 3.2.1). Wie in Kapitel 2.3.1.3 beschrieben, liegt der Grund dafür, dass messbare Kerr-Winkel im Halbleiter aufgelöst werden können eben darin, dass der Mechanismus im Vergleich zu Ferromagneten ein anderer ist. Im Halbleiter

führt die Ausrichtung von Spins und den aufgrund des Pauli-Prinzips geänderten Energiezuständen zu einer Energieaufspaltung für die verschiedenen Spinzustände, es handelt sich dementsprechend um ein Vielteilchen-Phänomen. Diese Energieaufspaltung bewirkt nun eine Änderung der optischen Parameter in Analogie zu der Zeemann-Aufspaltung. Insgesamt ist damit also nicht die erzeugte Magnetisierung (magnetische Moment der erzeugten Spins) der Grund für die Energieaufspaltung beziehungsweise den daraus entstehenden Kerr-Winkel, sondern die Asymmetrie in der Verteilung der Spinzustände, das heißt also die Existenz einer Spinpolarisation.

Im Folgenden werden die für die Dichte der spinpolarisierten Ladungsträger relevanten experimentell zugänglichen Parameter an Hand der zuvor diskutierten typischen Werte aufgezeigt. Die gemittelte Intensität des Pump-Laserpulses ist durch folgende Beziehung gegeben:

$$I_{\text{Pump}} = \frac{\langle P_L \rangle}{A_{\text{Spot}}} = \frac{0,57 \cdot 0,004 \text{ W}}{3,14 \cdot 10^{-10} \text{ m}^2} = 7,3 \cdot 10^6 \frac{\text{W}}{\text{m}^2} = 0,073 \frac{\text{mW}}{\mu\text{m}^2} = 0,73 \cdot 10^{-3} \frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}, \quad (3.27)$$

da jedoch auf der Zeitskala gesehen die meiste Zeit, außerhalb der Laserpulse, keine Photonen ankommen, ist dieser Wert nicht so Aussage kräftig, weshalb oftmals der Wert des Pump-Flusses benutzt wird. Dieser Wert gibt an, wie viel Energie pro Puls fließt und ist daher auch für die pro Puls erzeugte Spinpolarisation entscheidend. Der Pump-Fluss ist wie folgt gegeben:

$$F_{\text{Puls}} = \frac{E_{\text{Puls}}}{A_{\text{Spot}}} = \frac{E_{\text{Ph}} \cdot N_{\text{Puls}}}{A_{\text{Spot}}} = \frac{E_{\text{Ph}} \cdot N_{\text{ges,ls}}}{A_{\text{Spot}} \cdot f_{\text{Las}}} = \frac{\langle P_L \rangle}{A_{\text{Spot}} \cdot f_{\text{Las}}} \Rightarrow$$

$$F_{\text{Puls}} (0,57 \cdot 4 \text{ mW}) \cong 0,096 \frac{\text{J}}{\text{m}^2} = 9,6 \frac{\mu\text{J}}{\text{cm}^2}. \quad (3.28)$$

Die Intensität pro Puls lässt sich damit ebenfalls einfach extrahieren:

$$I_{\text{Puls}} = \frac{F_{\text{Puls}}}{\Delta\tau} = \frac{9,6 \frac{\text{J}}{\text{m}^2}}{2 \text{ ps}} = 4,8 \cdot 10^{10} \frac{\text{W}}{\text{m}^2} = 48 \frac{\text{mW}}{\mu\text{m}^2} = 4,8 \frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}. \quad (3.29)$$

Hieraus folgt eine gemittelte Laserleistung innerhalb eines Pulses von $\langle P_{\text{Puls}} \rangle \approx 15 \text{ W}$. In der Literatur sind die folgenden Werte für den Kerr-Winkel in GaAs (z. B. [Kim01]) zu finden. Diese sind annähernd unabhängig von der Dotierung, sind allerdings abhängig von dem Pump-Fluss und können auf die Intensität pro Puls je nach benutzter Pulsdauer umgerechnet werden.

$$\theta_K \approx 7 \mu\text{rad} \frac{\text{cm}^2}{\mu\text{J}} \text{ bzw. } \theta_K (\Delta\tau = 2 \text{ ps}) \approx 14 \text{ mrad} \frac{\text{cm}^2}{\text{GW}} \Rightarrow$$

$$\theta_K \approx 6,7 \cdot 10^{-5} \text{ rad} = 67 \mu\text{rad} \approx 3,8 \text{ mdeg}. \quad (3.30)$$

Die kleinsten aufgrund den Limitierungen innerhalb der elektrischen Messtechnik (siehe Kapitel 3.2.1) ermittelbaren Kerr-Winkel mit doppelter Lock-In-Verstärker-Technik liegen im Bereich von $\theta_{K,\text{min}} \approx 10^{-7} \text{ rad} = 6 \cdot 10^{-3} \text{ mdeg}$ und zeigen dass unter normalen Bedingungen in GaAs ein gutes Signal zur Verfügung steht.

An dieser Stelle soll noch darauf hingewiesen werden, dass ein einziger Messdatenpunkt, der zum Beispiel von dem Lock-In-Verstärker mit einer Zeitkonstante von $\tau_{\text{lang}} \approx 100 \text{ ms}$ aufgenommen wird, schon aufgrund der hohen Anzahl an Laserpulsen innerhalb dieses Zeitraums einer sehr großen Zahl an Einzelmessungen entspricht, da jeder Pump-Laserpuls seine eigene neue Spinpolarisation erzeugt, die anschließend von einem Probe-Laserpuls vermessen wird. Wird die effektive Ausrichtung aufgrund der Modulationstechniken berücksichtigt, zum Beispiel

wird 50 % des Pump-Laserstrahls geblockt, so lässt sich für die gesamte Anzahl an Einzelmessungen N_{Mes} folgende Abschätzung durchführen:

$$N_{\text{Mes}} \approx 0,5^2 \cdot f_{\text{Las}} \cdot \tau_{\text{lang}} = 1,9 \cdot 10^6 . \quad (3.31)$$

Das bedeutet, dass diese Art der Messtechnik schon einen sehr hohen Grad an Mittelwertbildung beinhaltet, so dass viele Störungen aufgrund der Anzahl an Messungen zu Null gemittelt werden. Zusätzlich werden teilweise noch mehrere von dem Lock-In-Verstärker aufgezeichnete Datenpunkte von dem dazugehörigen Programm gemittelt und es wird ein Mittelwert von dieser zeitlichen Position ausgegeben. Zum Beispiel wird eine Messdauer an einer zeitlichen Position von einer halben Sekunde eingestellt und die daraus erhaltenen 5 Messpunkte werden als ein Mittelwert eingetragen. Dieser gemittelte Datenpunkt für einen konstanten Zeitversatz Δt beinhaltet dementsprechend das Verhalten von ungefähr 10 Millionen gemessenen Spinpolarisationen.

3.3.2 Extrahierung relevanter Parameter aus den gemessenen Größen

Ein wichtiger Punkt innerhalb physikalischer Experimente, unter anderem auch besonders bei der Datenaufnahme von zeitaufgelösten Kerr-Messungen, ist die Evaluierung beziehungsweise die Kurvenanpassung zur Extrahierung der halbleiterspezifischen Spindynamik. Da die Messungen aus verschiedenen Datenpunkten besteht, aber die zu extrahierenden Parameter wie zum Beispiel die Spindephasierungszeit T_2^* oder die Spinpräzessions- beziehungsweise Larmorfrequenz ω_L nur aus der Gesamtheit an Datenpunkten über eine Kurvenanpassung aller Punkte zu gewährleisten ist, soll diese Anpassung im folgenden im Detail besprochen werden.

In der [Abbildung 30](#) ist ein ideales zeitaufgelöstes Kerr-Rotationssignal zu sehen. Das Signal entspricht im Falle von nur einer Zeitkomponente der folgenden Funktion (siehe Kapitel [2.2.2.2](#)):

$$\theta_K = \theta_{K,0} \cdot \exp\left[-\frac{\Delta t}{T_2^*}\right] \cdot \cos(\omega_L \Delta t + \phi) , \quad (3.32)$$

mit dem anfänglichen maximalen Kerr-Winkel $\theta_{K,0}$ und der Phase ϕ zum Abgleich des Startpunktes. In GaAs gilt zum Beispiel bei Elektronenspinzuständen $\phi \approx 0$. Der Hintergrund dafür liegt darin, dass die Projektion der optisch generierten Spins zum Zeitpunkt ihrer Erzeugung ($\Delta t = 0$) senkrecht zur Halbleiteroberfläche vorliegt (polare Geometrie) und somit der Kerr-Winkel $\theta_{K,0}$ maximal ist. Daraus folgt schließlich, dass die Cosinus-Funktion aus Gleichung (3.32) ebenfalls an diesem Zeitpunkt maximal ihren maximalen Wert besitzen muss und daher gilt: $\cos\phi = 1 \Rightarrow \phi = 0$ mit $\phi \in [0; 2\pi[$. Die Funktion aus Gleichung (3.32) entspricht der Projektion einer 1-komponentigen Spinpolarisation auf den Wellenvektor des Probe-Laserstrahls, die während einer Präzession um das externe Magnetfeld (Cosinus-Term) aufgrund von Spindephasierungsmechanismen an Amplitude (exponentieller Term) verliert. Die Maxima, die Minima und die Nulldurchgänge entsprechen dabei den Zuständen paralleler und antiparalleler beziehungsweise senkrechter Ausrichtung der Projektion. Die Oszillationsfrequenz entspricht der Larmorfrequenz ω_L , die sowohl von dem lokalen magnetischen Gesamtfeld als auch dem lokalen g-Faktor abhängt. Diese Oszillation wird von einer exponentiellen Dämpfung eingehüllt, die über die Spindephasierungszeit T_2^* beschrieben wird.

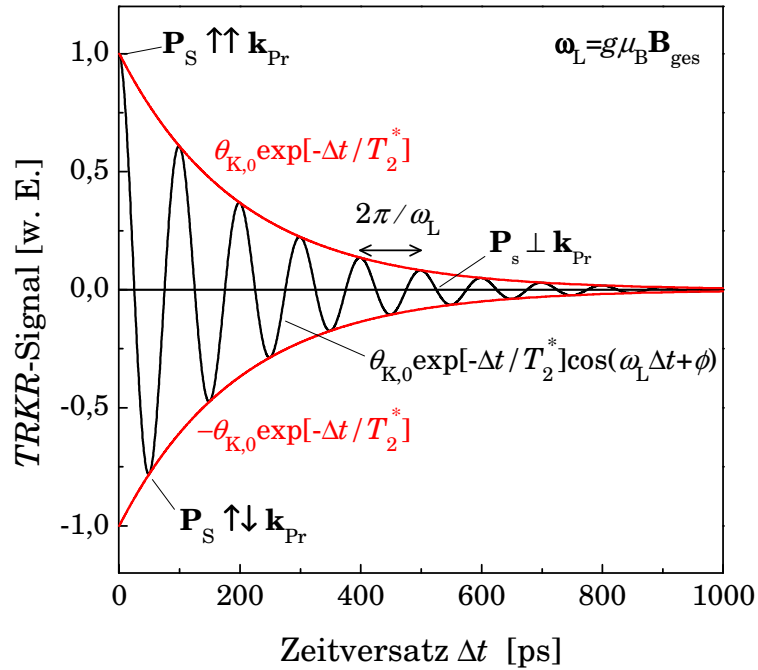


Abbildung 30: Theoretisch erwarteter Signalverlauf des Kerr-Winkels θ_K (schwarz) über den zeitlichen Versatz zwischen dem Pump- und Probe-Laserstrahl. Die Signalstärke ist über die Projektion der Spinpolarisation auf den Wellenvektor des Probe-Laserstrahls gegeben. Aus Gründen der Einfachheit wird in der Abbildung von einem senkrechten Einfall beider Laserstrahlen ausgegangen, obwohl aus messtechnischen Gründen normaler Weise nur der Pump-Laserstrahl senkrecht und der Probe-Laserstrahl unter einem kleinen Winkel einfällt. Die Spinpolarisation \mathbf{P}_s präzediert dabei um das externe Magnetfeld mit der Larmorfrequenz ω_L . Die Einhüllende des Signals aufgrund der Spinrelaxation besitzt einen exponentiellen Abfall (rot).

In der realen Datenauswertung addieren sich verschiedene Faktoren zu einer deutlich komplizierten Datenanpassung. [Abbildung 31](#) spiegelt zum Beispiel eine typische Anzahl ermittelter Kerr-Rotationssignale wider, allerdings ohne Effekte des Rauschens und Störungen in Betracht zu ziehen. Aufgrund verschiedener angeregter Spinsysteme und den verschiedenen Ursachen des magneto-optischen Kerr-Effekts (siehe Abschnitt [2.3.1.3](#)) reicht hier keine Anpassung mit nur einer Zeitkomponente, wie zuvor exemplarisch gezeigt, aus. Vielmehr müssen zum Beispiel für GaAs typischer Weise mehrere Zeitkomponenten und dazu ein Versatz des Nullpunkts ("offset") benutzt werden, um die Datenpunkte (Kreise) akkurat mittels einer angepassten Kurve (schwarz durchgezogen) zu erfassen und die erwünschten Parameter wie zum Beispiel die Spindephasierungszeiten und Präzessionsfrequenzen ω_L zu bestimmen. Diese Kurvenanpassung resultiert daher sowohl aus dem "offset" (schwarz gepunktet) als auch aus den drei einzelnen Dämpfungsmechanismen, die in der Addition (rot durchgezogen) zu einer korrekten Beschreibung führen. Der "offset" entsteht durch Störeffekte, wie zum Beispiel die bereits angesprochenen Reflexionen (Streulicht, Photolumineszenz etc.), die mit der Modulationsfrequenz des ersten Lock-In-Verstärkers übereinstimmen. Das bedeutet, dass das Ausgangssignal des ersten Lock-In Verstärkers neben dem eigentlichen Signal noch einen weiteren Anteil besitzt, der jedoch nicht zusätzlich mit der Frequenz des zweiten Lock-In-Verstärkers moduliert ist. Wenn dieser Anteil sehr groß ist, führt dies zu einem unerwünschten Nebeneffekt und zwar, dass der zweite Lock-In-Verstärker diesen großen Anteil nicht komplett ausfiltern kann sondern

als kleinen Gleichspannungsanteil, der keine Änderung über der Zeit erfährt, ausgibt. So kann sich letztendlich eine der [Abbildung 31](#) entsprechende „verschobene“ Messkurve ergeben. Zu erwähnen ist an dieser Stelle jedoch, dass dieser „offset“ keinen Einfluss auf die Auswertung der Parameter der Spindynamik besitzt und daher nur einen störenden Eindruck bezüglich der Darstellung hinterlässt. Aus diesem Grunde wird er oftmals im Sinne einer besseren Darstellung abgezogen.

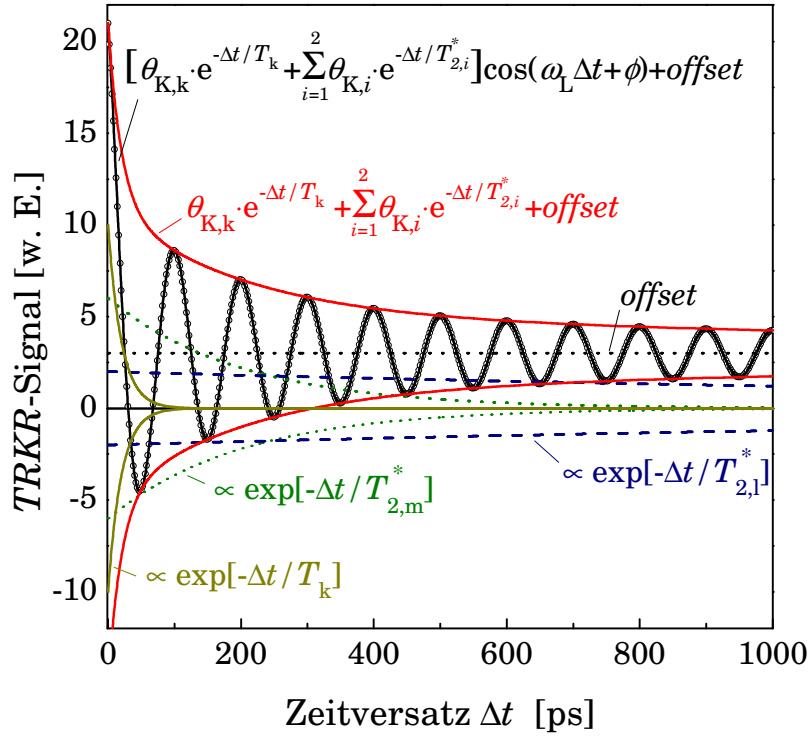


Abbildung 31: Modellierung (schwarz durchgezogen) eines real auftretenden zeitaufgelösten Kerr-Rotationssignals (Kreise) mit Hilfe eines „offset“ (schwarz gepunktet) und verschiedenen exponentiellen Abfällen aufgrund unterschiedlicher Zeitkonstanten, einer kurzen (dunkelgelb durchgezogen), einer mittleren (grün gepunktet) und einer langen (blau gestrichelt). Die Einhüllende (rot durchgezogen) ist durch die Addition der einzelnen exponentiellen Komponenten gegeben.

Bei den drei Dämpfungen handelt es sich um eine kurzzeitige Komponente mit einer Amplitude von $\theta_{K,k}$ und einer Zeitkonstanten von T_k (dunkelgelb durchgezogen), einer mittleren Komponente mit einer Amplitude von $\theta_{K,m}$ und einer Zeitkonstanten von $T_{2,m}^*$ (grün gepunktet) und einer langen Komponente mit einer Amplitude von $\theta_{K,l}$ und einer Zeitkonstanten von $T_{2,l}^*$ (blau gestrichelt). Die beiden längeren Zeit- und Amplitudenkomponenten können verschiedenen Relaxationsmechanismen zugeordnet werden. Typischerweise gilt bei tiefen Temperaturen in GaAs $T_{2,m}^* \leq 1$ ns und $T_{2,l}^* \geq 10$ ns. Die g -Faktoren können sich bei diesen beiden Spinsystemen zudem innerhalb einer Messung unterscheiden, trotz gleicher Anregungsenergie. Dies kann schließlich in verschiedenen Präzessionsfrequenzen unterschiedlicher Zeitkomponenten resultieren. Diese Effekte werden in Verbindung mit der zugrunde liegenden Physik in dem experimentellen Messkapitel [4.3.1.1](#) im Detail erläutert. Ebenso können zum Beispiel lokale Unterschiede im magnetischen Feld wiederum zu verschiedenen Präzessionsfrequenzen führen. Allerdings wird dieser Effekt vorerst aus Gründen der Einfachheit vernachlässigt. Bei der kürzeren Komponente

handelt es sich genau genommen um keine Spindephasierungszeit, sondern um andere Kerr-Effekte, die zum Beispiel aufgrund von nichtlinearen Effekten entstehen. Diese werden oft auch kohärenter “*peak*” oder kohärentes Artefakt bezeichnet (siehe Kapitel 2.3.1.3). Diese Zeitkomponente liegt im niedrigen Pikosekunden-Bereich ($T_k \leq 50$ ps).

Je nach Versuchsanordnung und -parametern, kann sowohl der “*offset*” als auch die Anzahl von Komponenten variieren, typischer Weise zwischen einer und drei, so dass je nach Situation auch mit den vereinfachten Funktionen angepasst werden kann. Im allgemeinen Fall wird jedoch die folgende Funktion für die Kurvenanpassung benutzt:

$$\theta_K \equiv \left(\theta_{K,k} \exp\left(-\frac{\Delta t}{T_k}\right) + \theta_{K,m} \exp\left(-\frac{\Delta t}{T_{2,m}^*}\right) + \theta_{K,l} \exp\left(-\frac{\Delta t}{T_{2,l}^*}\right) \right) \cos(\omega_L \Delta t + \phi) + \text{offset} . \quad (3.33)$$

3.3.3 Extrinsische und parasitäre Spindephasierungseffekte

Neben den homogenen und inhomogenen Spindephasierungsmechanismen (siehe Kapitel 2.2.2.2), die von intrinsischer Natur sind und deren Separierung oftmals eine Herausforderung darstellt, existieren zudem parasitäre und extrinsische Spindephasierungseffekte, die teilweise noch schwieriger voneinander zu trennen sind, da sie eine Folge des Messapparatus oder der direkten Messung sind. Darunter zählt zum Beispiel der parasitäre Effekt der räumlichen Diffusion der Spins in eine örtliche Position die außerhalb der Messposition liegt und damit als dephasierende Spins wahrgenommen werden (siehe Kapitel 6.4.1).

Ein weiterer Effekt, der zu einer deutlich verkürzten Spindephasierungszeit führen kann ist die Intrabandrelaxation zum Beispiel von Elektronen, die auf sehr kurzer Zeit ihre Energie an den Halbleiterkristall abgeben können. Neben einer verstärkten Spinrelaxation führt besonders die Tatsache, dass die Elektronen aus dem energetischen Messbereich relaxieren, zu diesem parasitären Effekt (siehe Kapitel 4.3.3).

Die Generierung einer Spinpolarisation mittels *optischer* Ausrichtung kann ebenfalls zu einem unerwünschten Effekt führen, wenn die Rekombination von spinpolarisierten Ladungsträgern betrachtet wird. Diese führen wiederum zu rechts- beziehungsweise linkszirkular polarisierten Photonen, die ihrerseits wieder reabsorbiert werden können und daher abhängig von der emittierten Richtung neue optisch ausgerichtete spinpolarisierte Elektronen und Löcher erzeugen können [Mei84]. Diese Effekte stärken unter anderem auch den Ansatz die Spindephasierungszeit T_2^* als Untergrenze der realen Spindephasierungszeit anzunehmen [Aws00].

Im Folgenden werden schematisch einige typische Situationen diskutiert, die aufgrund des Messapparatus zu einer extrinsisch induzierten Reduzierung oder Erhöhung der gemessenen Spindephasierungszeit führen können und daher besonders die Aufmerksamkeit des Experimentators bedürfen. [Abbildung 32](#) zeigt dazu den Fall, dass bei ausgefahrener Verzögerungsstrecke der Pump-Laserstrahl stark fokussiert wird und zu einer kleinen lateralen Ausdehnung der erzeugten Spinpolarisation führt. Nun wird zur Messung der Zeitdynamik die Verzögerungsstrecke nach vorne gefahren, was unter anderem dazu führt, dass der Pump-Laserstrahl aufgrund der kürzeren optischen Weglänge und der Divergenz des Strahlenbündels in einer kleineren Ausleuchtung des Objektivs resultiert. Dies bewirkt wiederum eine aufgrund der kleineren F -Nummer entsprechend der Gleichung (3.6) und der [Abbildung 26](#) einen kleineren Grad an Fokussierung beziehungsweise einen größeren Spotdurchmesser.

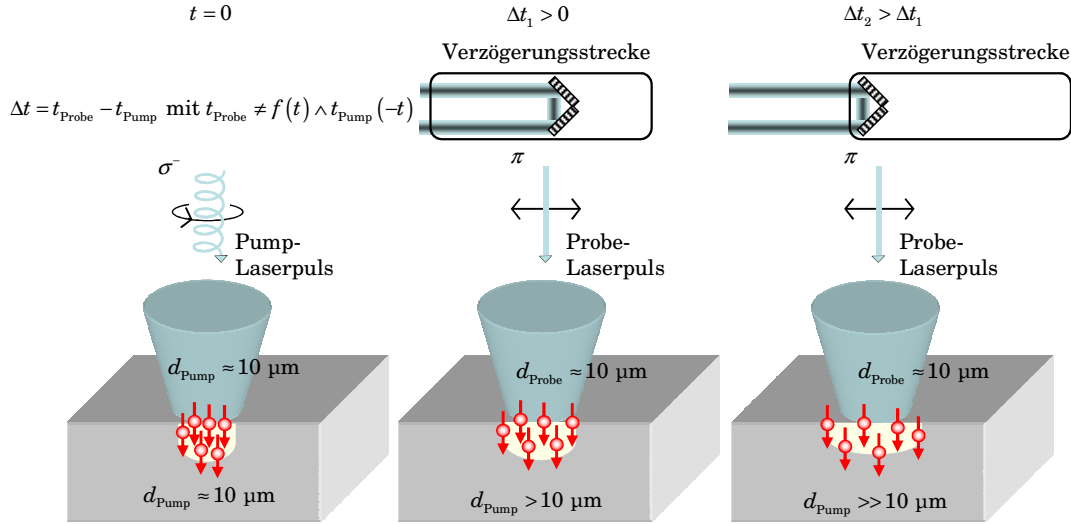


Abbildung 32: Optische Strahlaufweitung aufgrund verschiedener optischer Weglängen des Pump- und Probe-Laserstrahls induziert durch unterschiedliche Stellungen der Verzögerungsstrecke und des daraus resultierenden geringeren Fokussierungsgrads.

Diese damit in der lateralen Ausdehnung größere Spinpolarisation besitzt natürlich bei gleicher Strahlleistung eine niedrigere Dichte an spinpolarisierten Elektronen und spiegelt damit in der Messung fälschlicher Weise eine geringere Spinpolarisation beziehungsweise einen höheren Grad an Spinrelaxation wider. Der größte anzunehmende Fehler kann mittels einer rudimentären Abschätzung ermittelt werden. Wird im Vergleich zu Abschnitt 3.1.4 eine um einen Meter verkürzte optische Weglänge zum Objektiv von $z_1 \approx 400$ cm angenommen, so kann mit Hilfe der Gleichungen (3.6), (3.7) und (3.8) eine kleinere Ausleuchtung des Objektivs von $D_1 \approx 6,8$ mm berechnet werden. Daraus folgt ein größerer Spotdurchmesser von $d_1 \approx 7,6$ μm . Über einen einfachen Vergleich der erzeugten Spinpolarisationen kann damit eine Dichte von ca. 80 % im Vergleich zur ursprünglichen Spinpolarisationsdichte abgeschätzt werden, was in einem Fehler von maximal 20 % resultieren könnte.

In [Abbildung 33](#) ist schematisch der Effekt einer nicht optimalen Einstellung des Spiegels vor dem Retroreflektor wiedergegeben ohne den Einfluss der Strahlaufweitung zu betrachten. Dies führt zu einer nicht parallelen Strahlführung, so dass sich der Punkt des Auftreffens auf dem Retroreflektor beim Verfahren der Verzögerungsstrecke verändert, was letztendlich in einer Wanderung des Pump-Laserstrahls auf dem Halbleiter aufgrund eines veränderten Auftreffwinkels auf dem Objektiv resultiert. Bei der Länge des Fahrwegs der Verzögerungsstrecke von einem Meter kann dieser Effekt sehr deutlich ausfallen. Im Ergebnis sind in [Abbildung 33](#) die zwei Extremfälle dargestellt. Erstens (oben), dass am Anfang des zeitlichen Versatzes zwischen Pump- und Probe-Laserstrahl eine optimale Überlagerung existiert und sich dieser Überlapp und damit die gemessene Spinpolarisation über die Fahrstrecke verringert. Es resultiert aus dieser Messung eine zu niedrige Spindephasierungszeit. Im zweiten Fall (unten) erfolgt die Einstellung des Überlapps am Ende des zeitlichen Versatzes zwischen den beiden Strahlen, somit vergrößert sich die Überlagerung der beiden Laserstrahlen während der Fahrstrecke und die Spinpolarisation wird fälschlicher Weise als zu groß eingeschätzt. Es resultiert daher eine scheinbare Spindephasierungszeit, die größer ist, als die intrinsische Zeit. Es ist schwierig an dieser Stelle einen Fehler abzuschätzen, denn je nach Grad der Einstellgenauigkeit des Experimentators kann dieser Fehler, wie typisch für optische Experimente, bis zu 100 % betragen.

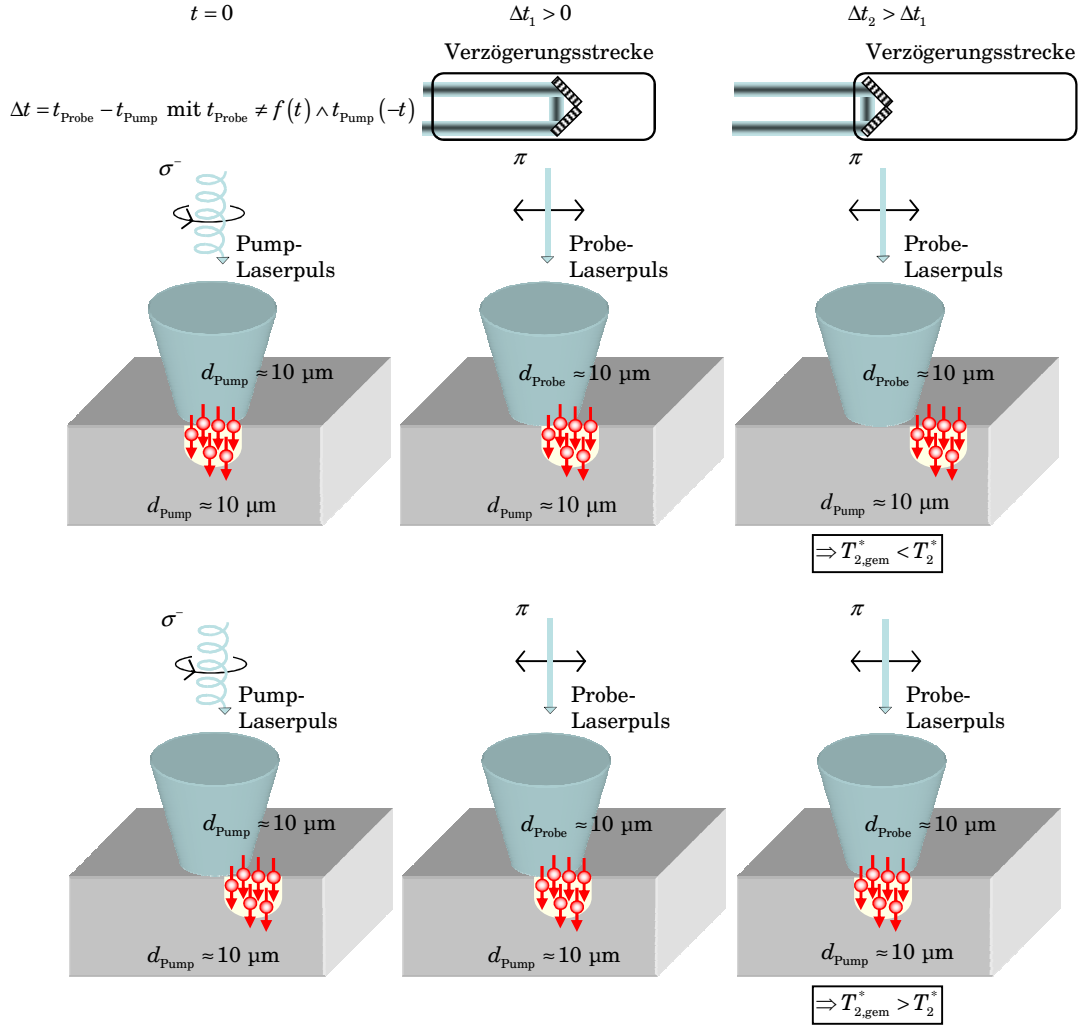


Abbildung 33: Schematische Darstellung des Effekts einer nicht optimalen Einstellung des Strahlengangs vor dem Retroreflektor auf der Verzögerungsstrecke. Das Wandern des Pump-Laserstrahls und der daraus resultierende Überlapp kann die gemessene Spindephasierungszeit verändern.

Leider existiert oft eine Überlagerung verschiedener experimenteller Effekte, die zu einer Änderung der gemessene Spindephasierungszeit beitragen, weshalb an dieser Stelle besonders der Experimentator gefordert ist, eine optimale Einstellung zu gewährleisten. Es gibt allerdings auch verschiedene Möglichkeiten, diese experimentellen Effekte zu unterdrücken. Dies beinhaltet natürlich zum einen eine akkurate Einstellung aller Optiken und zum anderen sowohl vor als auch während der Datenaufnahme eine Gewährleistung des korrekten Messverhaltens, also zum Beispiel ein Überwachung der eventuellen Bewegung der Laserstrahlen auf dem Bildschirm während des Verfahrens der Verzögerungsstrecke.

In [Abbildung 34](#) sind dazu zwei typische Maßnahmen zu erkennen. Zum einen (oben) kann eine Aufweitung des Pump-Laserstrahls zum Beispiel auf den doppelten Wert des Spotdurchmessers des Probe-Laserstrahls dazu führen, dass eine gewisse Wanderung des Pump-Laserstrahls im Falle einer nicht optimalen Einstellung nicht in einer geringeren Flächenüberlappung der beiden Strahlen resultiert. Zum anderen (unten) können Einflüsse leicht suboptimaler Einstellung dadurch abgefedert werden, dass zum Beispiel die gewählte Einstellung in der Mitte der Verzögerungsstrecke vorgenommen wird, so dass zum Beispiel der Spotdurchmesser in eine Richtung etwas größer und in die andere Richtung etwas kleiner wird. Ebenso ver-

hält es sich auch mit einer eventuellen Wanderung des Pump-Laserstrahls, so dass im Mittel die gewünschte Überlappung realisierbar ist. Ebenso können kürzere Zeitbereiche abgefahren werden, so dass keine großen optischen Weglängen zurückgelegt werden müssen.

Werden alle Maßnahmen zur Fehlervermeidung korrekt angewandt, sind neben der von Natur aus sehr exakten Messung der Präzessionsfrequenz ebenfalls zuverlässige Messungen der Spindephasierung möglich. Obwohl die messtechnischen Fehler zwar höher sind, als bei der Messung von Präzessionsfrequenzen, liegen sie dennoch im Falle der Spindephasierung nur im niedrigen einstelligen Prozentbereich.

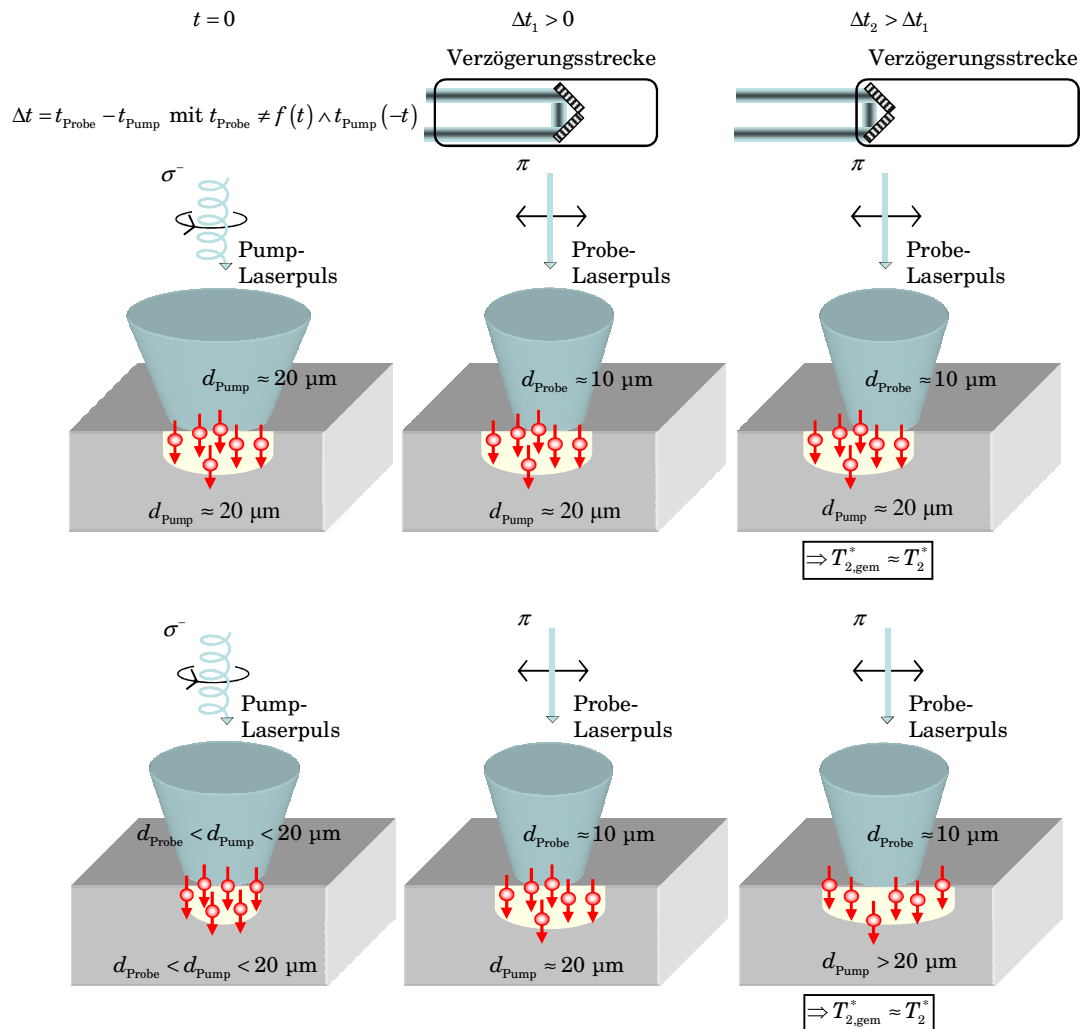


Abbildung 34: Prinzipielle Darstellung zweier Gegenmaßnahmen, um experimentell bedingte Effekte zur Reduzierung der gemessenen Spindephasierungszeiten zu unterdrücken. Oben: Aufweitung der Pump-Laserstrahlanregung zur Sicherung einer stabilen flächenbezogenen Überlappung trotz Strahlwanderung. Unten: Einstellung des Messaufbaus bei der zeitlichen Mitte der gewünschten Messung, um extreme Abweichungen auszuschließen und im Mittel die erwünschte Überlagerung zu realisieren.

4 Kohärente Spinphysik in GaAs

Dieses Kapitel enthält die gemessenen Ergebnisse die mittels der im vorherigen Kapitel 3 beschriebenen experimentellen Messtechnik in GaAs-Heteroschichtsystemen gewonnen wurden. Diese werden durch Simulationen mit Hilfe der in Kapitel 2 gelegten theoretischen Grundlagen ergänzt. Die erzielten Erkenntnisse werden dabei bezüglich des aktuellen Stands der Forschung eingereiht. Letzteres wird mit Hilfe theoretischer Modellierungen und Diskussionen anhand wissenschaftlicher Veröffentlichungen vollzogen. Der Fokus dieses Kapitels liegt auf den folgenden beiden Aspekten der halbleiterbasierenden Spinphysik:

- Anforderungen spintronischer Bauelemente an die Kohärenz und die Dephasierung von Spinzuständen
- Grundlegendes physikalisches Verständnis der Spindynamik kohärenter Spinzustände in GaAs bei Tieftemperatur und bei anwendungsrelevanten Temperaturen

4.1 Grundlegende Anforderungen für spinbasierende Applikationen

Zuerst sollen die Anforderungen an potenzielle spintronische Bauelemente in Bezug auf die Kohärenz und die Dephasierung von Spinzuständen diskutiert werden. Speziell die Spinrelaxationszeiten kohärenter Spinzustände stehen dabei im Mittelpunkt, um Operationen wie zum Beispiel Speicherung, Manipulation oder Transport etc. überhaupt durchführen zu können. Deshalb soll an dieser Stelle ein grobes Bild von den Anforderungen an die Spindephasierungszeiten mit Hilfe einer rudimentären Abschätzung im Vergleich zu derzeitigen Längen- und Zeitskalen der Mikroelektronik gezeichnet werden. Auch wenn dieser Vergleich nicht in vollständiger Analogie vollzogen werden kann, spiegelt er dennoch ein interessantes Bild möglicher Anforderungen wider.

Wird zum Beispiel von den in Kapitel 2.2.2.1 angesprochenen circa $N = 10^4$ Rechenoperationen für eine fehlertolerante Quanteninformationsverarbeitung ausgegangen [Pre98] und für eine aktuelle Dauer (Stand 2012) eines Schaltvorgangs eine Taktfrequenz von $f = 3$ GHz innerhalb einer arithmetischen Logikeinheit (ALU) zugrunde gelegt, so bedeutet dies für einen Spinschaltzyklus eine Dauer und dementsprechend eine notwendige Mindestkohärenzzeit eines einzelnen Spins von:

$$\tau_{\text{Schalt}} = f^{-1} = 333,3 \text{ ps} \Rightarrow \tau_{\text{S,einz}} \geq N \cdot \tau_{\text{Schalt}} = 3,3 \text{ } \mu\text{s} . \quad (4.1)$$

In dem Fall von GaAs-Quantenpunkten ist diese Zeit durchaus im Bereich des Realisierbaren bei Tieftemperatur. So wurde in den letzten Jahren von einem neuen Rekord im Bereich der Spinrelaxationszeiten nach dem anderen berichtet, zum Beispiel $T_1 = 200 \text{ } \mu\text{s}$ [Fuj02], $T_1 = 850 \text{ } \mu\text{s}$ [Elz04], $T_1 = 20 \text{ ms}$ [Kro04]. Teilweise, wie zum Beispiel bei [Kro04], wurde allerdings ein hohes Magnetfeld benutzt. Obwohl die Theorie bei Quantenpunkten daher eine Spinkohärenzzeit von $T_2 \cong 2 \cdot T_1 = 40 \text{ ms}$ [Gol04] prophezeit, liegt der aktuelle Wert von $T_2 = 1,2 \text{ } \mu\text{s}$

[Pet05] doch weit unter den Erwartungen. Nichtsdestotrotz sind die Rahmenbedingungen aus Gleichung (4.1), die innerhalb der spinbasierenden Quanteninformationsverarbeitung an die Spinkohärenz gestellt werden, in speziellen Materialsystemen bei Tieftemperatur gut zu erfüllen.

Eine einzelne Spin-Qubit-Operation (Qubit = quantenmechanisches Zwei-Niveau-System), wie zum Beispiel das gezielte kohärente Rotieren eines Spins aus dem Spin-oben Zustand in den Spin-unten Zustand, bedarf einer relativen Phasenwinkeländerung von mindestens $\Delta\phi = \pi$ oder einem Vielfachen davon $\Delta\phi = \pi + n \cdot 2\pi$ (in Anlehnung an [Aws02]). Wird nun dem einen Zustand, zum Beispiel Spin-oben in Analogie zu einem klassischen Bit der Wert 1 und dem Spin-unten Zustand der Wert 0 zugeordnet, so kann diese Rotation als Schaltprozess interpretiert werden. Interessant ist nun natürlich, wie sich die Zeitdauer einer solchen Änderung darstellt, damit überhaupt derartig hohe Schaltzyklen erreicht werden können. Dazu soll als Basis dieser Manipulation eines Spinzustandes eine gezielte relative Phasenwinkeländerung betrachtet werden, die auf einer Änderung der Präzessionsfrequenz beruht. Neben Konstanten ist diese Präzessionsfrequenz abhängig von dem g -Faktor und dem magnetischen Feld B . Somit können diese beiden Variablen modifiziert werden und es ergibt sich für die relative Phasenänderung innerhalb der Schaltzeit:

$$\Delta\phi = \Delta\omega\tau_{\text{Schalt}} = \frac{(g_{\text{neu}} \cdot B_{\text{neu}} - g_{\text{alt}} \cdot B_{\text{alt}})\mu_B\tau_{\text{Schalt}}}{\hbar} = \frac{((g_{\text{alt}} + \Delta g) \cdot (B_{\text{alt}} + \Delta B) - g_{\text{alt}} \cdot B_{\text{alt}})\mu_B\tau_{\text{Schalt}}}{\hbar} = \frac{(\Delta g\Delta B + \Delta gB_{\text{alt}} + g_{\text{alt}}\Delta B)\mu_B\tau_{\text{Schalt}}}{\hbar}, \quad (4.2)$$

wobei die Summe in der Klammer für die gesamte Änderung der Präzessionsfrequenz hervorgerufen durch das neu angelegte effektive magnetische Feld und dem neuen g -Faktor über einen Zeitraum τ_{Schalt} steht. Für eine Schaltoperation mit einer Schaltdauer aus der Gleichung (4.1) ergibt sich damit:

$$(\Delta g\Delta B + \Delta gB_{\text{alt}} + g_{\text{alt}}\Delta B) = \frac{\pi\hbar}{\mu_B\tau_{\text{Schalt}}} \approx 0,1 \text{ T}. \quad (4.3)$$

Werden nun die beiden Extremfälle betrachtet und damit eine gleichzeitige Änderung des g -Faktors und des magnetischen Felds vernachlässigt, so ergibt sich zum Beispiel bei einem fixen Magnetfeld von einem Tesla eine g -Faktor-Änderung von $\Delta g = 0,1$, um innerhalb der Schaltdauer von ungefähr 0,3 ns einen entgegengesetzten Spinzustand einzunehmen. Dieser Wert kann zum Beispiel dadurch kurzzeitig erreicht werden, dass die Elektronenwellenfunktionen in einen Bereich mit anderem g -Faktor gezogen werden, wie es bei parabolischen AlGaAs/GaAs Quantenfilmen [Sal01] gezeigt werden konnte. Ebenso kann in einigen Materialien der g -Faktor direkt über ein elektrisches Feld manipuliert werden. Allerdings wird dazu neben einer Änderung des g -Faktors immer zusätzlich noch ein Magnetfeld $B > 0 \text{ T}$ benötigt.

Der andere Extremfall behandelt die Situation eines fixen g -Faktors und eines geänderten magnetischen Felds. Bei einem beispielhaften g -Faktor von $g = 1$ muss für einen entgegengesetzten Spinzustand innerhalb der Schaltzeit von 0,3 ns demnach eine Änderung des magnetischen Feldes von $\Delta B = 0,1 \text{ T}$ vorherrschen. Dabei spielt es keine Rolle, ob der Spin oder das Spinnensemble zuvor nicht präzedierten oder ob das geänderte Feld eine schnellere oder langsamere Präzession hervorruft. Das Endergebnis ist eine entgegengesetzte Spinausrichtung, unabhängig vom Anfangszustand. Die Grundlagen des zuletzt diskutierten Ansatzes werden in dieser Arbeit noch ausgiebig besprochen und es wird ebenso gezeigt, dass sich zum Beispiel mittels nanostrukturierter ferromagnetischer Hybridstrukturen zusätzliche lokale magnetische Streufelder

in der Größenordnung von $\Delta B = 0,1 \text{ T}$ generieren lassen. Zudem ist diese Art der Manipulation nicht von der Herkunft des zusätzlichen Magnetfelds abhängig, es kann sich also um ferromagnetische Streufelder, elektrisch erzeugte magnetische Felder oder aber auch um effektive Magnetfelder, hervorgerufen durch polarisierte Kernspinpopulationen oder verspannte Halbleiter, handeln. Oftmals lässt sich die Realität aber auch nicht auf beide Extremfälle beschränken, sondern es existiert eine Mischung aus geänderten g -Faktor und einer Änderung des Magnetfelds. So erzeugen zum Beispiel elektrische Ströme in mikrostrukturierten Leiterbahnen neben magnetischen Streufeldern auch Wärme, die wiederum den g -Faktor ändert (siehe Kapitel 5.5.2) oder auf einen Halbleiter aufgebrachte Ferromagneten erzeugen bei Tieftemperatur Verspannungen in dem Halbleiterkristall, die wieder eine Kombination aus geändertem Magnetfeld und g -Faktor darstellen (siehe Kapitel 5.4.1).

Während bei der spinbasierenden Quanteninformationsverarbeitung die Höhe der Spinkohärenzzeit eine zentrale Rolle einnimmt, ist dies im Falle spintronischer Bauelemente weniger elementar. Hier spielen eher die Bereiche Spininjektion, Spintransport und Spinmanipulation eine übergeordnete Rolle. Nichtsdestotrotz spielt natürlich bei all diesen Teildisziplinen auch die Spindephasierung meistens eine Rolle, zum Beispiel besonders, wenn es in Richtung Raumtemperaturanwendungen geht, die immer noch eine elementare Herausforderung der Spintronik widerspiegelt. Warum die Spindephasierung im Gebiet der spintronischen Bauelemente im Vergleich zu den anderen Disziplinen an Bedeutung verloren hat, lässt sich mit einem einfachen Rechenexempel zeigen. Wird der Spin-Feldeffekt-Transistor (SFET) [Das90] als das Analogon zum Feldeffekt-Transistor (FET) als prominentes Beispiel betrachtet, so fällt sofort auf, dass die zur heutigen Zeit (Stand 2012) in der Mikroelektronik benötigten Transportstrecken und Transportzeiten so gering sind, dass sie schon zum jetzigen Zeitpunkt in sehr vielen Halbleitersystemen deutlich übertroffen werden. Dazu kann zum Beispiel das Drude-Modell herangezogen werden, dass für freie Elektronengase hervorragende experimentelle Übereinstimmung zeigt. In Festkörpern ist das Modell besonders gut für die Beschreibung von Elektronen in Metallen geeignet, aber auch für Leitungsbandelektronen in einem moderat dotiertem Halbleiter wie n -GaAs kann es bis zu einem gewissen Grad vernünftig für grundlegende Aussagen benutzt werden, wenn die Elektronenbindung an das Kristallgitter über das Prinzip der effektiven Masse berücksichtigt werden. Demnach gilt für die Elektronendriftgeschwindigkeit mit der definierten Elektronenbeweglichkeit μ_{e^-} , der Zeit zwischen zwei Stößen $\tau_{\text{Stoß}}$ und einem angelegten elektrischen Feld E_{F} :

$$\bar{v}_{\text{e}^-} = a \tau_{\text{Stoß}} = \frac{F}{m_{\text{Lb}}^*} \tau_{\text{Stoß}} = \frac{-e E_{\text{F}}}{m_{\text{Lb}}^*} \tau_{\text{Stoß}} = -\mu_{\text{e}^-} E_{\text{F}} \text{ mit } \mu_{\text{e}^-} = \frac{e \tau_{\text{Stoß}}}{m_{\text{Lb}}^*}. \quad (4.4)$$

Diese Driftgeschwindigkeit ist im Allgemeinen unter normalen Temperaturbedingungen durch eine sehr hohe thermische Geschwindigkeit überlagert. Diese thermische Geschwindigkeit \bar{v}_{th} mittelt sich zwar über alle Raumrichtungen zu Null, ergibt aber eine sehr starke Zitterbewegung der Elektronen. Mit der effektiven Masse von Elektronen an der Leitungsbandkante des Halbleiters GaAs gilt:

$$\frac{1}{2} m_{\text{Lb}}^* \bar{v}_{\text{th}}^2 = \frac{3}{2} k_{\text{B}} T \Rightarrow \bar{v}_{\text{th}} = \sqrt{\frac{3 k_{\text{B}} T}{m_{\text{Lb}}^*}} \cong 4,51 \cdot 10^7 \frac{\text{cm}}{\text{s}}. \quad (4.5)$$

Im Folgenden soll dieser Wert der thermischen Geschwindigkeit nun mit der durch elektrische Felder induzierten Driftgeschwindigkeit von Elektronen verglichen werden. Für kleine \mathbf{k} -Werte gilt an der Leitungsbandkante eines Halbleiters die folgende parabolische Näherung, wo-

bei die zweite Ableitung, also die Krümmung dieser Kurve, konstant ist und bekanntermaßen in die effektive Masse eingeht:

$$\varepsilon(\mathbf{k}) = \frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{m_{\text{Lb}}^*} \text{ und } m_{\text{Lb}}^* = \hbar^2 \left(\frac{d^2 \varepsilon(\mathbf{k})}{d\mathbf{k}^2} \right)^{-1}. \quad (4.6)$$

So ergibt sich für kleine \mathbf{k} -Werte eine konstante effektive Elektronenmasse und deshalb nach Gleichung (4.4) sowohl eine konstante Beweglichkeit als auch eine linear vom elektrischen Feld abhängigen Driftgeschwindigkeit. Der Vergleich zur heutigen Mikroelektronik zeigt aber schnell die Grenzen dieser Näherung auf, zum Beispiel ist eine typische Kernspannung, die in Hauptprozessoren (*“central processing unit”* CPU) zum Einsatz kommt in der Größenordnung von $U_0 = 1 \text{ V}$. Bei einer aktuellen Gatterlänge (*“gate length”*) im Bereich von $L_{\text{Gate}} \approx 50 \text{ nm}$ führt dies innerhalb eines Transistors zu einem enormen elektrischen Feld von:

$$E_{\text{F}} = \frac{U_0}{L_{\text{Gate}}} = 2,0 \cdot 10^5 \frac{\text{V}}{\text{cm}}. \quad (4.7)$$

Bei derart hohen elektrischen Feldstärken ist die Näherung für kleine \mathbf{k} -Werte natürlich nicht mehr gültig. Die parabolische Näherung der Beziehung $\varepsilon(\mathbf{k})$ besitzt auch keine Gültigkeit mehr, sondern es kommt zu einer Abflachung dieser Kurve bis zur Steigung Null am Rand der ersten Brillouin Zone im k -Raum. Für die reziproke Krümmung und demnach auch für die effektive Elektronenmasse nach Gleichung (4.6) bedeutet dies aber, dass sie zuerst Unendlich und schließlich sogar negativ wird. Das bedeutet, dass bei einem steigenden angelegten elektrischen Feld die effektive Elektronenmasse größer wird und damit die Elektronenbeweglichkeit und der Zuwachs der Geschwindigkeit kleiner werden, bis es sogar bei negativer Beweglichkeit zu einer Reduktion der Geschwindigkeit trotz steigenden elektrischen Feldes kommt. Bei den typischen Halbleiterbeispielen, Ge, Si und GaAs ist die Beweglichkeit und damit auch der Geschwindigkeitszuwachs linear bis ungefähr $E_{\text{F,lin}} \approx 2 \cdot 10^3 \text{ V/cm}$ bei Raumtemperatur [Sze68]. Bei einer elektrischen Feldstärke von $E_{\text{F,sät}} \approx 10^5 \text{ V/cm}$ befinden sich schon alle drei genannten Halbleitersysteme deutlich in der Sättigung, was in einer maximalen mittleren Driftgeschwindigkeit von $\bar{v}_{\text{e}^-} = 10^7 \text{ cm/s}$ resultiert, wie aus experimentellen Daten entnommen werden kann [Sze68]. Bei Raumtemperatur sind also die Drift- und die thermische Geschwindigkeit annähernd gleichgroß.

Wird nun die Transportlänge ($:=$ Gatterlänge L_{Gate}) unter diesen Voraussetzungen betrachtet, so schließt sich der Kreis zu den Anforderungen an die Spindephasierungszeit. Schließlich ist es ausreichend, wenn ein Spinensemble ungefähr eine Spindephasierungszeit von $T_2^* \geq x \cdot \tau_{\text{Trans}}$ aufweist, um mit ausreichender Fehleranfälligkeit durch einen Transportkanal mit gewünschter Spinausrichtung zu gelangen. Das Vielfache x ergibt sich daher durch die Fehleranfälligkeit, die im nächsten Absatz diskutiert wird. Bei einer Driftgeschwindigkeit von $\bar{v}_{\text{e}^-, \text{Drift}} = 10^7 \text{ cm/s}$ wird nur die folgende Transportdauer τ_{Trans} benötigt:

$$L_{\text{Gate}} = \bar{v}_{\text{e}^-, \text{Drift}} \cdot \tau_{\text{Trans}} \Rightarrow \tau_{\text{Trans}} \approx 0,5 \text{ ps}. \quad (4.8)$$

Als Nebenbemerkung sei an dieser Stelle gesagt, dass eine Diskrepanz zwischen der daraus resultierenden maximalen theoretischen Schaltfrequenz von 2 THz und der realisierten Schaltfrequenz von ungefähr 3 GHz von heutigen Standard-Feld-Effekt-Transistoren existiert. Diese Diskrepanz resultiert daher, dass die Schaltzeiten von Bauelementen von vielen anderen Faktoren abhängig sind, nicht nur von der reinen Transportdauer der Elektronen durch den Kanal. Die angesprochenen Faktoren spielen an dieser Stelle jedoch keine weitere Rolle, es soll nur

festgehalten werden, dass auch die Transportdauer das Gesamtsystem beschränken kann. Zudem handelt es sich bei dieser Betrachtung um eine einfache Abschätzung, da zum Beispiel die diskutierte Gatterlänge schon im Bereich der mittleren freien Weglänge liegt, beziehungsweise die Transportzeiten ebenfalls im Bereich der Elektronenstoßzeiten liegen, das bedeutet, dass sich das System in einem Grenzregime zum ballistischen Transport befindet.

Im einfachsten Fall kann ein exponentieller Zerfall der Spinpolarisation mit einer anfänglichen Spinpolarisation $P_{S,0}$ nach der folgenden Gleichung angenommen werden (siehe Kapitel 2.2.2.2). Lautet nun zum Beispiel eine Bedingung an das System, das nur 1 % der Spinpolarisation während des Transportes dephasieren darf, ein Wert, der bei einem Ensemble sicherlich mehr als ausreichend ist, so ergibt sich nachfolgende Rahmenbedingung für die Spindephasierungszeit:

$$P_S(t) = P_{S,0} \cdot \exp\left(-\frac{t}{T_2^*}\right) \Rightarrow \frac{P_S(t = \tau_{\text{Trans}})}{P_{S,0}} = 0,99 \Rightarrow \log(0,99) = -\frac{\tau_{\text{Trans}}}{T_2^*} \Rightarrow T_2^* \geq 50 \text{ ps} . \quad (4.9)$$

Dies ist ein Wert, der in vielen Halbleitersystemen deutlich überschritten werden kann, am Beispiel von GaAs sogar bei Raumtemperatur wie in dem Kapitel 4.3.2.2 gezeigt wird.

Zudem zeigt sich wie zuvor angedeutet an diesem Exempel, dass die Anforderung an die Spindephasierungszeit im Bereich der Spintronik deutlich hinter den Anforderungen an die Spinkohärenzzeit im Bereich der spinbasierenden Quanteninformationsverarbeitung zurückbleibt. Auch wenn dadurch andere spinbasierende Phänomene einen größeren Stellenwert in der Spintronik bekommen, so bleibt das Verständnis von Spindephasierungsprozessen besonders in komplexeren Systemen eine fundamentale Herausforderung und ist selbst in einem ansonsten gut verstandenen System wie GaAs noch nach wie vor Gegenstand experimenteller und theoretischer Forschung. Hier sei nur kurz zum Beispiel die starke Temperaturabhängigkeit der Spindephasierungszeit zu nennen, die momentan für zahlreiche bei Tieftemperatur vielversprechende Systeme ein unüberwindbares Hindernis auf dem Weg zu anwendungsrelevanten Temperaturbereichen zu sein scheint.

Für die beiden Spinrelaxationszeiten (Spinkohärenz einzelner Spins bzw. Spindephasierung von Spinensembles) gilt dabei die Relation $\tau_S \geq \tau_{S,\text{einz}}$, die sich einfach dadurch erklären lässt, dass eine direkte Austauschwechselwirkung zwischen zwei Spins in einem Ensemble, zum Beispiel durch einen Spinwechsel, die Kohärenz der beiden einzelnen Spins zerstört, aber nicht die Spinpolarisation des Ensembles. Denn diese mittelt über alle Spinausrichtungen innerhalb des Ensembles und ist durch einen direkten Austausch zweier Ensemblespins über die Drehimpulserhaltung (Spinerhaltung) gleich geblieben. Das Spinsystem verhält sich sehr ähnlich wie die Impulse innerhalb eines angeregten Elektronengases. Durch Elektronen-Elektronenstöße relaxieren ständig die einzelnen Impulse der Elektronen in Richtung des thermischen Gleichgewichts (analog zu $\tau_{S,\text{einz}}$) während jedoch der Gesamtimpuls des Elektronenensembles erhalten bleibt. Daher resultiert auch aus diesen einzelnen Impulsänderungen kein Stromfluss. Wechselwirkungen des Elektronenensembles mit äußeren Einflüssen im Kristall führen zu einer Gesamtimpulsänderung und würden in dieser Analogie τ_S entsprechen.

Im Allgemeinen wird angenommen, dass der folgende Grenzfall der zuvor angegebenen Relation gilt: $\tau_S \approx \tau_{S,\text{einz}}$. Dennoch gibt es Ausnahmen, wie zum Beispiel in GaAs, denn dort gilt für Elektronenspins, die an Donatoratomen lokalisiert sind ungefähr: $\tau_S > 10^3 \cdot \tau_{S,\text{einz}}$. An dieser Stelle soll diese Ausnahme nur aus Gründen der Vollständigkeit angesprochen werden, eine detaillierte Erläuterung folgt in Kapitel 4.3.3.

4.2 GaAs Heteroepitaxieschichten

Wie aus den vorherigen Kapiteln hervorgegangen ist, besteht der elementarste Anspruch an spinbasierende Applikationen darin, ausreichend langlebige Spinzustände zu erhalten, um die auszuführenden Operationen wie eine Speicherung, eine Manipulation, die Auslesung oder den Transport von Spinzuständen durchführen zu können. Daher stellt der Bereich der Spindynamik, der sich mit den Aspekten der Spinkohärenz und der -dephasierung befasst, ein sehr aktuelles Forschungsgebiet dar. Dies umfasst daher natürlich verschiedenste Materialien und Systeme. Dennoch existiert zum Beispiel trotz über 40-jähriger Forschung [Lam68] in dem Bereich der Spindynamik mit Hilfe von optischer Orientierung nicht einmal ein vollständiges Bild der Spinrelaxation in einem ansonsten bekannten Halbleitersystem wie GaAs, dies gilt auch für den Fall eines GaAs-Volumenhalbleiterkristalls.

Im Wesentlichen kommen in dieser Arbeit drei verschiedene GaAs-Halbleiter-Heterosysteme zum Einsatz, die für verschiedene Zwecke optimiert wurden. Die Probenherstellung wurde in Kooperation mit dem Lehrstuhl für Angewandte Festkörperphysik der Ruhr-Universität-Bochum durchgeführt. Die Proben des Typs A sind für die Untersuchung der kohärenten Elektronenspindynamik produziert worden, sie zeichnet sich durch optimierte Spindephasierungszeiten und durch ein sehr gutes Signal aufgrund der Dicke der „aktiven“ Schicht aus. Die Proben des Typs B ähneln vom Prinzip den Proben A, die „aktive“ Schicht wurde aber deutlich näher an die Oberfläche gebracht und verkleinert, um Einflüsse magnetischer Felder durch aufgebrachte Magnete zu optimieren. Die Proben des Typs C verfolgen dagegen ein anderes Ziel, sie sind zugunsten der Injektionsmöglichkeiten von elektrischen Strömen und zu Lasten der Spindephasierungszeit für den Spintransport optimiert und werden daher erst in Kapitel 6.2.1 diskutiert. Nun im Detail zu den verschiedenen Heterosystemen des Typs A und des Typs B.

Allen Proben ist das Substrat gleich, da es sich dabei um einen halbisolierenden („*semi-insulating*“), also sehr reinen GaAs-Wafer mit einer Kristallwachstumsrichtung von (001) handelt. Darauf aufbauend wurden nun mittels Molekularstrahlepitaxie (MBE) die folgenden Heteroschichtsysteme erstellt. Bei den Proben des Typs A (links) und des Typs B (rechts) in [Abbildung 35](#) wurde zuerst eine 10 nm dicke undotierte GaAs-Schicht aufgebracht, gefolgt von einer 10 nm dicken AlAs-Schicht. Letztere bietet durch eine stark geänderte Ätzrate bei einer selektiven Ätzung die Möglichkeit eines Ätz-Stopps, so dass bei Bedarf das dicke Substrat abgenommen werden kann. Anschließend wurde eine 200 nm dicke undotierte GaAs-Schicht dazu benutzt, die unterschiedlichen Gitterkonstanten von AlAs und GaAs für die wichtigen nachfolgenden Schichten anzugleichen.

Bei den Proben B wurde bei den jetzt folgenden Schichten die Dicke jeweils um den Faktor 10 verkleinert. Die n -dotierte und die folgende undotierte $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ -Schichten sind 100 nm (Probentyp A) und 10 nm (Probentyp B) dick. Die „aktive“ Schicht, innerhalb der die kohärente Spindynamik untersucht wird, besitzt eine Dicke von ca. 1000 nm (Probentyp A) beziehungsweise 100 nm (Probentyp B). Die nominelle Dotierung mit Silizium-Fremdatomen beträgt für den Fall der Probenreihe B $n_D \approx 7 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ und $n_D \approx 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ für die Probenreihe A. Die Dotierungen der „aktiven“ Schicht wurden so gewählt, da bei dieser Dotierung in der Nähe des Metall-Isolator-Übergangs die Elektronenspins die höchsten Spindephasierungszeiten aufweisen. Anschließend folgen wieder die Barriere-Schichten in umgekehrter Reihenfolge, also erst

die undotierte und dann die n -dotierte $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ -Schicht mit denselben Dicken wie zuvor beschrieben. Die nominellen Dotierungen der $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ -Schichten betragen für die Proben des Typs A $n_D \approx 7 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ unter der „aktiven“ Schicht und $n_D \approx 1,5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ darüber. Bei den Proben des Typs B betragen sie analog dazu $n_D \approx 8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ und $n_D \approx 6 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Den Abschluss bildet jeweils ein 5 nm dünne Deckschicht („cap layer“). Die vier $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ -Schichten bilden insgesamt eine Barriere um die „aktive“ Schicht im Bänderdiagramm und dienen dazu, sowohl die Spindiffusion in das Substrat und die Deckschicht zu verhindern, als auch eine ungewünschte nichtstrahlende Oberflächenrekombination zu unterbinden ([Col02], [Col04]). Die Dotierungen der n -dotierten $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ -Schichten sind mittels eines Simulationsprogramm (SimWindows „semiconductor device simulator“) für Berechnungen von Energiebänderschemata so ermittelt worden, dass Bandverbiegungseffekte verringert werden, indem die Fermi-Energieniveaus angepasst wurden ([Col03], [Col04]).

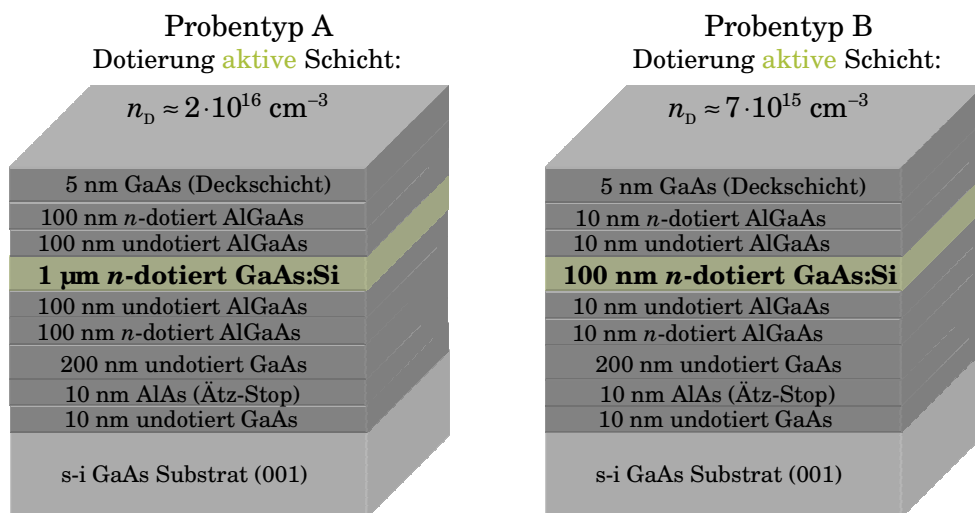


Abbildung 35: Schichtaufbau der verwendeten Halbleiter-Heterostrukturen.

4.3 Kohärente Spindynamik in GaAs

Aufgrund der Komplexität der beobachteten Spindynamik in GaAs, unter anderem auch induziert durch die Koexistenz verschiedener miteinander wechselwirkender Elektronenspinsysteme, ist dieses Kapitel in drei Teile unterteilt. Der erste Teil zeigt die mittels zeitaufgelöster Kerr-Rotation bei Tieftemperatur gewonnenen Daten und beleuchtet verschiedene Bereiche der Tieftemperaturspindynamik in GaAs sowohl experimentell als auch theoretisch. Der mittlere Teil spiegelt die von der Temperatur abhängige Elektronenspindynamik wider und erforscht vor allem anwendungsrelevante Temperaturbereiche. Der letzte Teil dient der allgemeinen Einreihung der Messergebnisse für den äußerst vielfältigen Bereich der Spindephasierung in das teilweise parallel zu dieser Arbeit entstandene aktuelle Bild der Spinrelaxation in GaAs. Dies wird mittels einer Modellierung sämtlicher Spinrelaxationsmechanismen und einer Diskussion mit Hilfe aktueller Literatur vollzogen, mit dem Ziel insgesamt ein konsistentes Bild von der Spindephasierung und -dynamik in GaAs zu erreichen. Dagegen sind die auftretenden Effekte bezüglich der Larmorfrequenz und des g -Faktors deutlich weniger komplex und werden daher direkt im Anschluss an das jeweilige Messergebnis diskutiert.

4.3.1 Kohärente Dynamik von Elektronenspinzuständen bei $T \leq 50$ K

4.3.1.1 Elektronenspindynamik bei Tieftemperatur ($T \approx 4$ K)

Die kohärente Spindynamik in Halbleitern wird aus verschiedenen Gründen verstärkt bei tiefen Temperaturen, speziell bei der Temperatur von flüssigem Helium $T = 4$ K, studiert. Zum einen sind im Allgemeinen die Spinrelaxationszeiten bei Tieftemperatur deutlich länger und ermöglichen daher im Vergleich zur Raumtemperatur teilweise überhaupt erst eine Messung. Zum anderen liegt bei tiefen Temperaturen oftmals ein einfacher zu beschreibendes System vor, zum Beispiel aufgrund der geringen kinetischen Energie der Leitungsbandelektronen oder dem geringen Grad an thermisch aktivierten Leitungsbandelektronen, die als Resultat der Dotierung möglich sind. So dominiert bei GaAs zum Beispiel im Allgemeinen die Dichte an optisch generierten Elektronen die Leitungsbandelektronendichte und die Relaxation der optisch erzeugten „Störung“ kann klar abgegrenzt und untersucht werden.

Die zuvor beschriebenen Rahmenbedingungen sorgen dementsprechend auch für ein besseres Signal beziehungsweise zumindest für ein besseres Signal-zu-Rausch-Verhältnis. Aus den Gründen der besseren Signal-zu-Rausch-Verhältnisse und der längeren Spinrelaxationszeiten wurden auch die Messungen innerhalb dieser Arbeit verstärkt bei Tieftemperatur durchgeführt. So wurden auch die Kerr-Kurven aus [Abbildung 36](#) aufgezeichnet, die an der Probe A mit einer Dotierung von $n_D \approx 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ gemessen wurden. Viele der hier vorgestellten Messungen sind nach demselben Prinzip dargestellt, das heißt, dass zum Beispiel auf der y -Achse die Amplitude der zeitaufgelösten Kerr-Rotation („TRKR“) aufgetragen ist. Diese ist proportional zum Kerr-Winkel (siehe Kapitel [2.3.1.2](#)), der seinerseits wieder mit der Polarisation der untersuchten Spins und natürlich deren Konzentration zusammenhängt. Auf der x -Achse ist die Zeitauflösung realisiert, also der zeitliche Versatz zwischen Ankunft des Pump- und des Probe-Laserstrahls. Wichtige Parameter an dieser Stelle sind natürlich die Temperatur, die Anre-

gungsenergie und das angelegte externe Magnetfeld. Wie der [Abbildung 36](#) entnommen werden kann, entsteht zum Zeitpunkt $\Delta t = 0$ ein deutliches Kerr-Signal, dass neben dem Signal der Elektronenspins noch andere kurzzeitige Artefakte (siehe Kapitel 2.3.1.3) beinhaltet. Der stabile Teil des Signals entspricht dem spinpolarisierten Elektronenensemble und deren Präzession um das angelegte externe magnetische Feld (siehe Kapitel 2.2.1). Je nach Stärke dieses Feldes findet diese Rotation beziehungsweise Oszillation der Spins um das Magnetfeld mit der typischen Larmorfrequenz statt.

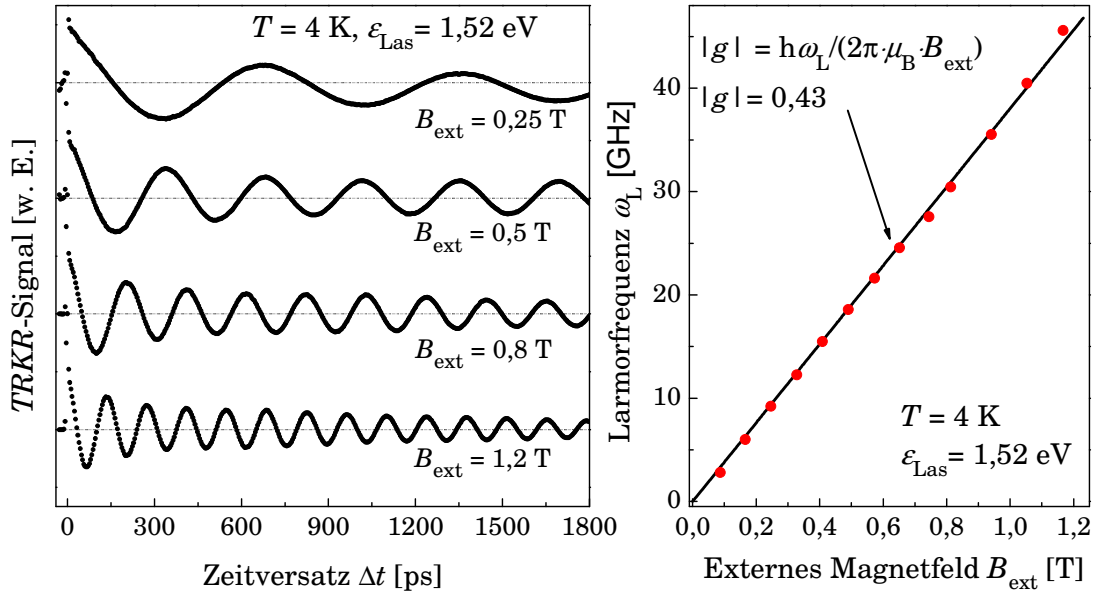


Abbildung 36: Kohärente Elektronenspindynamik in GaAs (Probe A) bei Tieftemperatur für verschiedene externe Magnetfelder. Links: Explizite Darstellung der gemessenen Datenpunkte. Aus Gründen der besseren Darstellung werden die Kurven versetzt übereinander dargestellt. Rechts: Ausgewertete Präzessionsfrequenzen (Larmorfrequenzen) über dem angelegten Magnetfeld. Dazu eine lineare Kurvenanpassung mit der unter anderem der Elektronen g -Faktor evaluiert werden kann.

Die zeitliche Dämpfung des Signals die aufgrund der Relaxation der Spinpolarisation beobachtet werden kann, besitzt an dieser Stelle zwei Komponenten (siehe auch Kapitel 3.3.2) und kann aus der linken [Abbildung 36](#) entnommen werden. Diese bestehen aus einer sehr kurzen Komponente mit $T_k < 50$ ps (siehe einzelne Punkte am Startpunkt), die hauptsächlich Effekten des kohärenten Artefakts zuzuordnen ist. Ab circa $\Delta t > 150$ ps dominiert jedoch eine längere Komponente im Nanosekunden-Bereich $T_{2,1}^* \approx 1$ ns vollständig die Spindynamik. Diese Komponente entspricht der Dephasierung der Elektronenspins. Wie aus den Messkurven der linken [Abbildung 36](#) zu entnehmen ist, besteht bei den benutzten Magnetfeldern keine deutlich sichtbare Korrelation zwischen der Spindephasierungszeit und dem magnetische Feld. Allerdings variieren die magnetischen Flussdichten auch nur innerhalb der gleichen Größenordnung. Mittels einer Kurvenanpassung entsprechend der Gleichung (3.33) mit den beiden ersten Komponenten können sowohl die Werte für diese beiden Komponenten als auch für die Präzessionsfrequenz gewonnen werden. Generell gilt, dass bei der Auswertung die Unsicherheit der Spindephasierungszeit auch aufgrund der verschiedenen Komponenten deutlich größer ist, als dies der Fall bei der Larmorfrequenz ist. Bei den Spinrelaxationszeiten kann es zu einer guten Anpassung für eine kleine Varianz der Komponenten kommen, zum Beispiel kann eine etwas zu

lange zweite Komponente in einem kleinen Bereich eine etwas zu kurze lange Komponente ausgleichen etc. Daher kann dort die Mess-Genauigkeit bis zu ungefähr 10 % betragen. Genauere Messergebnisse können allerdings erhalten werden, wenn die Anzahl der Komponenten verringert werden, zum Beispiel kann eine andere Anregungsenergie oder eine andere Temperatur benutzt und / oder bei der Auswertung der vordere Teil ausgelassen werden. Je nach Messsituation gibt es dementsprechend viele Möglichkeiten, die Spindephasierungszeiten zu evaluieren, weshalb auf diesen Punkt ein besonders hohes Augenmerk gesetzt werden muss. Im Laufe dieses Abschnitts ([Abbildung 39](#)) wird auf die verschiedenen Zeitkomponenten und deren Kurvenanpassungen noch im Detail eingegangen, weshalb an dieser Stelle keine weitere Diskussion folgt.

Einfacher ist im Allgemeinen die Situation bei der Larmorfrequenz, denn dort sind alle Messpunkte gleichermaßen „Bestandteil“ der Frequenz, so dass hier die Kurvenanpassung im Wesentlichen nur eine Frequenz ergibt, bei der die Residuen, also die Abweichungen der Messwerte zu den Erwartungswerten bei der Fehlerquadratsumme in einem Minimum konvergieren. Die Larmorfrequenz ist über $\hbar\omega_L = g\mu_B B_{\text{ges}}$ gegeben. Diese direkte Abhängigkeit vom magnetischen Feld ist in der rechten [Abbildung 36](#) klar dargestellt. Eine lineare Kurvenanpassung zeigt aufgrund der geringen Abweichungen die hohe Messgenauigkeit bei den Frequenzmessungen für verschiedene externe Magnetfelder. Mit Hilfe der angepassten Gerade kann der g -Faktor mit einer noch höheren Genauigkeit ausgewertet werden, da über die Messungen bei unterschiedlichen Magnetfeldern noch zusätzlich eine Mittelung der g -Faktor-Einzelwerte durchgeführt wird. Eine genaue Evaluierung dieser Genauigkeit erfolgt noch im Laufe dieses Abschnitts. Natürlich sind damit für diese Messungen stabile Magnetfelder und die genaue Kenntnis über die Höhe dieser magnetischen Felder zur Auswertung notwendig. Somit gehören die magneto-optischen Messtechniken zu den Methoden, mit denen diese elementare halbleiterspezifische Kopplungskonstante, der g -Faktor, sehr präzise gemessen werden kann. Dennoch existiert ein Nachteil darin, dass natürlich nur eine positive Frequenz gemessen werden kann und damit auch nur immer der Betrag des g -Faktors bestimmt werden kann. Für eine exakte Evaluierung des g -Faktors muss daher noch das Vorzeichen mittels anderer experimenteller Methoden herausgefunden werden. In GaAs ist bekannt, dass der g -Faktor negativ ist, weshalb in dieser Arbeit oft auch ein negatives Vorzeichen angegeben wird, obwohl „nur“ der Betrag gemessen wird.

Nachdem bisher die Abhängigkeit der Elektronenspindynamik von dem angelegten Magnetfeld bei Tieftemperatur dargestellt wurde, steht im Folgenden eine variable Anregungsenergie im Fokus. Dafür wurden zahlreiche Kerr-Messungen bei verschiedenen Anregungs- und Probenwellenlängen bei einem fixen externen Magnetfeld von $B_{\text{ext}} = 0,85 \text{ T}$ und einer Temperatur von $T = 5 \text{ K}$ durchgeführt, die in [Abbildung 37](#) wiedergegeben sind. Es handelt sich dabei um die gleiche Probe A mit einer Dotierung von $n_D \approx 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Die Anregung im Pikosekunden-Bereich ermöglicht überhaupt erst die Spindynamik unterschiedliche Elektronensysteme mittels zeitaufgelöster Kerr-Rotation klar abzubilden, was im Rahmen dieser Arbeit auch erstmals geschah [[Hoh06](#)]. Der Grund dafür liegt in der geringeren spektralen Breite der Laserpulse (siehe Kapitel [3.1.2](#)). Erstaunlicher Weise ergeben sich diverse Effekte, die durch eine doch sehr geringe Änderung der Laserenergie in einem Bereich von $\Delta\epsilon_{\text{Las}} = 12 \text{ meV}$ um die Energiebandkante des Halbleiters herum induziert werden. Am auffälligsten sind dabei sicherlich die unterschiedlichen Spindephasierungszeiten. So ist zum Beispiel bei der obersten Kurve nach einem Zeitversatz von $\Delta t \approx 1,7 \text{ ns}$ noch kaum eine Dämpfung wahrzunehmen, wo hingegen die unterste Kurve des Bildes eine fast schon komplett relaxierte Spinpolarisation widerspiegelt. Noch klarer fällt

der Unterschied auf, wenn die Spinpolarisation betrachtet wird, die von dem vorherigen Pump-laserpuls erzeugt wurde. Bei der Repetitionsrate des Lasers von $f = 76$ MHz ist dieser Puls vor einer Zeitdauer von $t = 13,158$ ns erzeugt worden. Das bedeutet, dass vor dem Nullpunkt $\Delta t = 0$ des Zeitversatzes, also der „negative“ Bereich eigentlich das Ende des vorherigen Pulses darstellt. Es gilt dementsprechend:

$$\Delta t < 0 \triangleq \Delta \tilde{t} = 13,158 \text{ ns} + \Delta t . \quad (4.10)$$

In Anlehnung an [Abbildung 37](#) entsprechen also die jeweiligen Anfänge der Messungen um ungefähr $\Delta t \approx -150$ ps einer effektiven zeitlichen Evolution der Spinzustände des Elektronenensembles nach circa $\Delta \tilde{t} = 13,0$ ns, basierend auf der erzeugten Spinpolarisation vom vorherigen Puls. Hier fällt nun besonders beim Vergleich der obersten Kurve (oberer roter Kreis) mit der untersten Kurve (unterer roter Kreis) auf, dass bei der obersten Kurve selbst nach dieser beachtlichen Zeit von $\Delta \tilde{t} \approx 13$ ns eine nur geringe Spindephasierung stattgefunden hat. Im Gegensatz dazu ist bei der untersten Messung in Einklang mit der schon im direkten Messintervall von $\Delta t < 1,8$ ns starken sichtbaren Dämpfung keine Spinpolarisation mehr nach $\Delta \tilde{t} \approx 13$ ns vorhanden.

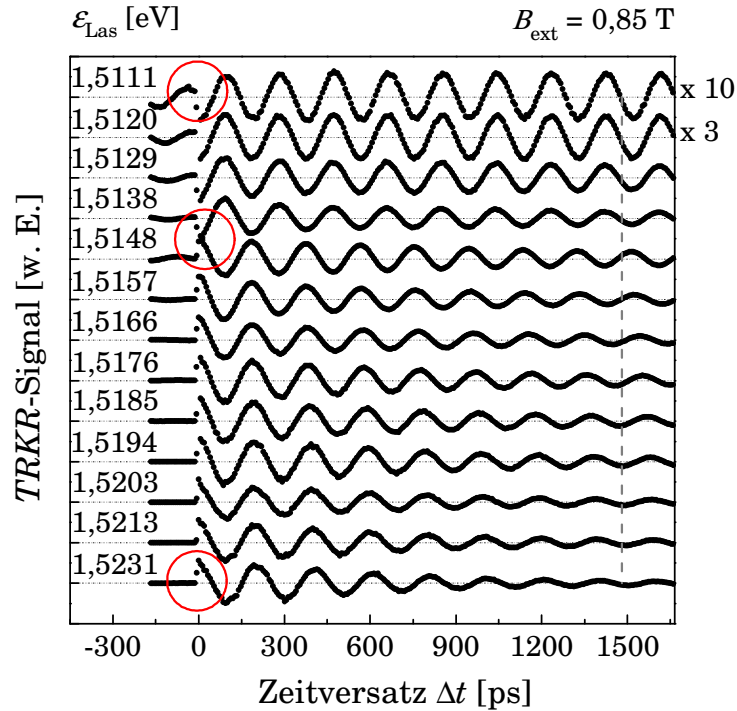


Abbildung 37: Zeitaufgelöste Kerr-Rotationsmessungen (normiert und versetzt) für unterschiedliche Anregungswellenlängen bei Tieftemperatur von $T = 5$ K und einem Magnetfeld von $B_{\text{ext}} = 0,85$ T. Die roten Kreise und die graue gestrichelte Linie sind markante Punkte, auf die im Text im Detail eingegangen wird.

Neben der Dämpfung ist auch die Kerr-Rotationsamplitude deutlich kleiner geworden, was nicht direkt aus der [Abbildung 37](#) ersichtlich ist, da die Kurven aus Gründen der besseren Sichtbarkeit normiert wurden. Die Normierung bedingte einen Verstärkungsfaktor, der bei allen Kurven bis auf die beiden obersten ungefähr eins beträgt. Bei den oberen zwei Messungen dagegen hat dieser Verstärkungsfaktor zur Normierung stark zugenommen und schließlich einen Wert von ungefähr 10 bei der obersten Messkurve erreicht (siehe [Abbildung 37](#)). Dieses abnehmende Signal-zu-Rausch-Verhältnis führt schließlich dazu, dass kein messbares Signal ab

$\varepsilon_{\text{Las}} = 1,510 \text{ eV}$ aufgelöst werden konnte. Bei Anregungswellenlänge unterhalb der energetischen Bandlücke wird der Halbleiter transparent und die Dichte an optisch generierten Ladungsträgern, die mit der Absorption korreliert ist, nimmt stark ab. Schließlich wird bei zu kleinen Anregungsenergien also keine messbare optische Spinpolarisation erzeugt.

Ein interessantes Detail, das bei der [Abbildung 37](#) erst bei genauerer Betrachtung auffällt und deshalb mittels einer grau gestrichelten Linie verdeutlicht wird, sind die unterschiedlichen Präzessionsfrequenzen. Da das externe Magnetfeld konstant gehalten wurde, spiegelt dies einen variablen g -Faktor für verschiedene Anregungsenergien wider. Bei der obersten Kurve beginnt diese gestrichelte Linie, die natürlich bei einem fixen Zeitversatz steht, genau am Nulldurchgang der Sinusschwingungen. Die Maxima und Minima werden besonders bei starker Dämpfung verschoben und eignen sich dementsprechend nicht zur Frequenzauswertung. Dagegen sind die Nulldurchgänge unabhängig von der Dämpfung mit konstantem Abstand ein geeignetes Mittel, um Frequenzunterschiede sichtbar zu machen. Eine exakte Kurvenanpassung für die genaue Frequenzanalyse durch alle Messpunkte kann dadurch natürlich nicht ersetzt werden. Wird diese Linie nun nach unten verfolgt, so kann beobachtet werden, wie sich diese Linie bis in ein Maximum und sogar in den nächsten Nulldurchgang verschiebt.

Ein weiterer Effekt, der kurz angesprochen werden soll, ist der Phasensprung der zwischen der vierten und fünften Messung auftritt (siehe mittlerer roter Kreis). Dieser kann entweder einem Vorzeichen-Wechsel innerhalb des Kerr-Effekts (Erklärung siehe Kapitel [2.3.1.3](#)) oder einem Wechsel zwischen dem Kerr- und dem reflektierten Faraday-Effekt (Erklärung siehe [2.3.2.2](#)) zugeordnet werden.

Mittels einer Kurvenanpassung entsprechend der Gleichung [\(3.33\)](#) mit jeweils zwei Komponenten lassen sich quantitative Ergebnisse aus der [Abbildung 37](#) extrahieren, wenn die Spindephasierungszeiten und die Larmorfrequenzen beziehungsweise g -Faktoren über der Anregungsenergie aufgetragen werden. Die Herausforderungen bei der Kurvenanpassung werden in [Abbildung 39](#) und der dazugehörigen Beschreibung noch im Detail erläutert und soll an dieser Stelle nicht weiter vertieft werden. Der Grund dafür liegt darin, dass vorher aus physikalischer Sicht geklärt werden soll, warum überhaupt verschiedene Komponenten bezüglich der Spindephasierungszeiten und der Präzessionsfrequenzen existieren können, bevor die technische Auswertung verifiziert und optimiert wird. Die Ergebnisse der Kurvenanpassungen sind in [Abbildung 38](#) zusammengefasst.

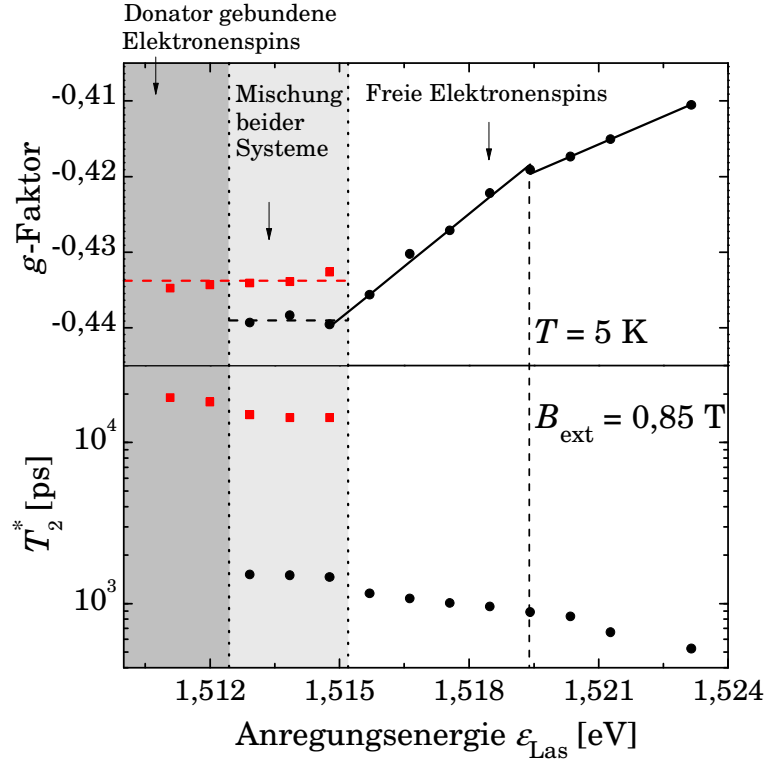


Abbildung 38: Aus der [Abbildung 37](#) extrahierte Spindephasierungszeiten und g -Faktoren über die Anregungsenergie bei Tieftemperatur und extern angelegtem Magnetfeld. Schematisch ist die Trennung in drei markante Teilgebiete eingezeichnet. Die horizontal gestrichelten Linien stellen jeweils Führungslinien zur Darstellung der konstanten g -Faktoren dar. Die durchgezogenen Linien entsprechen linearen Kurvenanpassungen an die ersten 6 und letzten 4 Messpunkte nach dem konstanten g -Faktor (schwarz). Die vertikal gestrichelte Linie dient als optische Hilfslinie.

Insgesamt können sowohl bei den g -Faktoren als auch bei den Spindephasierungszeiten grob drei Teilgebiete (weiß, hellgrau und dunkelgrau) identifiziert werden. Bei den g -Faktoren existiert bei niedrigen Anregungsenergien ein Bereich mit einem annähernd konstanten g -Faktor von $g_{\text{Dg}} \approx -0,434$ (siehe rote Vierecke bzw. rote gestrichelte Führungslinie in [Abbildung 38](#)). Diese Kurven können mit der ersten und der dritten Komponente entsprechend der Gleichung (3.33) ausgewertet werden. Bei steigenden Anregungsenergien folgt ein Bereich (hellgrau), in dem gleichzeitig zwei g -Faktoren gleichzeitig vorkommen (siehe zusätzlich schwarze Punkte bzw. schwarz gestrichelte Führungslinie). Dieser zweite g -Faktor besitzt einen Wert von ungefähr $g_{\text{Lb}} \approx -0,439$. Das heißt, die Messung beinhaltet in diesem Bereich gleichzeitig zwei Schwingungen mit unterschiedlichen Präzessionsfrequenzen. Diese Kurven können nicht durchgängig entsprechend der Gleichung (3.33) ausgewertet werden, stattdessen erfolgt eine Auswertung des kurzen Zeitbereichs ($\Delta t < 0,6$ ns) mit der ersten und zweiten Komponente und eine Auswertung des Zeitbereichs $\Delta t > 1,0$ ns mit der dritten Zeitkomponente. In dem dritten Gebiet existiert nur wieder ein g -Faktor (siehe schwarze Punkte), der jedoch mit steigender Anregungsenergie ansteigt, das heißt also vom Betrag kleiner wird. Diese Kurven können wiederum mit der ersten und der zweiten Komponente entsprechend der Gleichung (3.33) zufriedenstellend ausgewertet werden.

Ein ähnliches Bild ergibt sich auch für die Spindephasierungszeiten. Bei hohen Anregungsenergien (weißer Bereich) entsprechend der [Abbildung 38](#) liegen die Spindephasierungszeiten bei ungefähr $T_{2,\text{Lb}}^* \approx 0,5 - 1,0$ ns. Bei niedrigen Anregungsenergien von $\varepsilon_{\text{Las}} < 1,515$ eV (dunkel-

grauer Bereich) können deutlich längere Spindephasierungszeiten im Bereich von $T_{2,Dg}^* \approx 15 - 20$ ns extrahiert werden. Wie bei den g -Faktoren existiert auch bei den Spindephasierungszeiten ein Bereich (hellgrau), bei dem aus den Messkurven gleichzeitig zwei deutlich verschiedene Spindephasierungszeiten ermittelt werden können.

Werden die dazugehörigen Anregungsenergien in Betracht gezogen, so ergibt sich als mögliche Deutung eine unterschiedliche Spindynamik zweier Elektronenspinzustände und zwar freier Elektronen im Leitungsband (Zusatz Lb) und Donator gebundener Elektronen (Zusatz Dg). Dazu kommt ein Übergangsbereich zwischen diesen beiden Fällen, bei dem beide „Sorten“ dieser Spinsubsysteme angeregt und gemessen werden. Die Dotierung liegt allerdings schon sehr knapp an dem Metall-Isolator-Übergang, so dass es sich bei den Donator gebundenen Elektronen eher um delokalisierte Elektronen in Störstellenbändern als um strikt lokalisierte Elektronen handelt. Die freien Elektronen zeigen also immer kürzere Spindephasierungszeiten mit steigender Anregungsenergie, wohingegen beachtlich lange Spindephasierungszeiten bei den nieder energetischen Donator gebundenen Elektronen auftreten. Für eine genaue Betrachtung der Spindephasierung beziehungsweise der Wechselwirkung der beiden Spinsubsysteme untereinander mittels diverser Modellierungen von Spinrelaxationsmechanismen sei aufgrund der Komplexität auf die Kapitel 4.3.3, 4.3.4 und 4.3.5 verwiesen. Eine ganz exakte Trennung ist teilweise nicht möglich, da aufgrund der Energiebreite des Lasers in Verbindung mit dem Absorptionsverlauf (siehe Kapitel 3.1.2) ein fließender Übergang zwischen den verschiedenen Bereichen existiert kann.

Die g -Faktoren aus [Abbildung 38](#) zeigen, dass der g -Faktor seinen Minimalwert von $g_{Lb}(\epsilon_{kin}) \equiv -0,439$ in der Nähe des Exzitonen-Übergangs bei $\epsilon_{Las} \approx 1,515$ eV besitzt, also bei einer Anregungsenergie, die bezogen auf das energetische Bandkantenminimum um die Exzitonen-Bindungsenergie verringert ist (siehe auch Kapitel 2.1.1.3). Die Elektronen, die bei dieser Anregungsenergie generiert werden, besitzen keine kinetische Energie. Der g -Faktor g_{Dg} der gebundenen Elektronenspins ist wieder leicht erhöht im Vergleich zu dem g -Faktor der freien Elektronen g_{Lb} mit einer Differenz von $\Delta g = g_{Dg} - g_{Lb} = 0,005$ und nimmt einen konstanten Wert ein. Dieser Effekt wurde in nachfolgenden Messungen von anderen Gruppen verifiziert und es kann in Abhängigkeit von der Probe zu einer Erhöhung des g -Faktors um bis zu $\Delta g = 0,01$ kommen ([\[Hüb09\]](#), [\[Sch07\]](#), [\[Che07\]](#)).

Für die freien Elektronen mit einer Überschuss- beziehungsweise kinetischen Energie steigt der g -Faktor g_{Lb} deutlich an. Wird eine lineare Kurvenanpassung (siehe linke schwarze Linie in [Abbildung 38](#)) für den g -Faktor mit der folgenden Gleichung angesetzt [\[Yan93b\]](#):

$$g_{Lb}(\epsilon_{kin}) = g_{Lb}(\epsilon_{kin} = 0) + \alpha_g \cdot \epsilon_{kin} \text{ (in eV)}, \quad (4.11)$$

so ergibt sich ein Energie abhängiger g -Faktor mit $g(T = 5 \text{ K}, \epsilon_{kin} = 0) = -0,439 \pm 0,001$ und ein linearer Steigungskoeffizient von $\alpha_{g,1} \approx 6,1$. Dabei wurde eine lineare Kurvenanpassung mit Hilfe der ersten 6 Messpunkte inklusive des konstanten g -Faktors durchgeführt. Wie der [Abbildung 38](#) aber auch zu entnehmen ist, deutet sich die Existenz einer Abweichung („Knick“) an, da die letzten 4 Messpunkte ebenfalls eine lineare Abhängigkeit zu besitzen scheinen (rechte Kurvenanpassung, schwarze Linie). Jedoch beträgt dort die Steigung nur $\alpha_{g,1} \approx 3,2$. An dieser Stelle sei angemerkt, dass dieser „Knick“ sehr genau an der Bandkante stattfindet (siehe vertikale Linie bei $\epsilon \approx 1,5193$ eV), also bei einer Energie, bei der Elektronen, auch ohne die Bindungsenergie der Exzitonen zu nutzen, erzeugt werden können. Daher liegt die Vermutung nahe, dass die Bandkante zu einer Beeinflussung führt. Für diesen Effekt gibt es jedoch momentan keine Erklärung, so dass die lineare Abhängigkeit mit dem bekannten Koeffizienten von $\alpha_{g,1} \approx 6,1$ zwi-

schen dem g -Faktor und der kinetischen Energie nur für ungefähr 4 meV gilt. Der in der Literatur theoretisch errechnete und mittels spinaufgelöster Zyklotronresonanz gemessene Wert beträgt in guter Übereinstimmung $\alpha_{g,\text{Lit}} \approx 6,3$ ([Hop87], [May91], [Yan93b]) und wurde erstmals mit zeitaufgelöster magneto-optischer Kerr-Rotation mit quasiresonanter Pikosekunden-Anregung vermessen [Hoh06]. Mit Hilfe von neuen Messmethoden ist der energieabhängige g -Faktor immer noch Bestandteil aktueller Forschung [Lai07].

Bei der Berechnung der kinetischen Energie muss jedoch beachtet werden, dass nicht die komplette Überschussenergie in die kinetische Energie der Elektronen übergeht, also $\Delta\epsilon = \epsilon_{\text{Las}} - (\epsilon_g - \epsilon_{\text{B,X}}) \neq \epsilon_{\text{kin,e}^-}$. Dagegen teilt sich diese Energie auf die Schwerlochelektronen- und Leichtlochelektronen-Übergänge auf (siehe 2.1.2.3), so dass die kinetische Energie der Elektronen im Leitungsband je nach Übergang deutlich geringer ausfällt. Stattdessen müssen die folgenden Energieverhältnisse herangezogen werden:

$$\Delta\epsilon_{e^-, \text{Sl}} = 0,84 \cdot \Delta\epsilon \text{ und } \Delta\epsilon_{l^+, \text{Sl}} = 0,16 \cdot \Delta\epsilon \text{ bzw. } \Delta\epsilon_{e^-, \text{Ll}} = 0,58 \cdot \Delta\epsilon \text{ und } \Delta\epsilon_{l^+, \text{Ll}} = 0,46 \cdot \Delta\epsilon$$

$$\text{mit } \frac{\Delta\epsilon_{e^-, i}}{\epsilon_{\text{Las}} - (\epsilon_g - \epsilon_{\text{B,X}})} = \frac{m_i^*}{m_i^* + m_{\text{Lb}}^*} \text{ mit } i = \text{Sl und Ll} . \quad (4.12)$$

Zusätzlich muss das Verhältnis von 3 : 1 gegeben durch die optischen Auswahlregeln einberechnet werden, da jeweils 25 % der erzeugten Elektronen (Leichtloch-Elektronen) eine noch geringe kinetische Energie im Vergleich zu den Schwerloch-Elektronen besitzen. Über die sehr effektive Elektronen-Elektronen-Streuung wird aber die kinetische Energie aller Elektronen auf äußerst kurzer Zeitskala im Bereich unterhalb von Pikosekunden (z. B. [Mei84]) abgeglichen. Somit beträgt die kinetische Energie aller optisch erzeugten Elektronen:

$$\epsilon_{\text{kin,e}^-} \approx 0,768 \cdot \Delta\epsilon = 0,768 \cdot (\epsilon_{\text{Las}} - (\epsilon_g - \epsilon_{\text{B,X}})) \approx 0,768 \cdot (\epsilon_{\text{Las}} [\text{eV}] - 1,515 \text{ eV}) . \quad (4.13)$$

Diese kinetische Energie dient nun als Basis für die Gleichung (4.11).

4.3.1.2 Koexistenz verschiedener Elektronenspinpräzessionen bei $T \leq 50 \text{ K}$

Die Koexistenz der beiden Elektronenzustände (Donator gebunden und frei) in dem zu untersuchenden Halbleitersystem erschwert natürlich die Auswertung der einzelnen Messkurven, da neben den drei Zeitkonstanten (zwei Spindephasierungszeiten) noch zwei unterschiedliche g -Faktoren auftreten können. Letztere führen dabei noch zu verschiedenen Präzessionsfrequenzen. Somit ist zwingend eine zweite Larmorfrequenz für die Kurvenanpassung notwendig. Dies ist neben der dynamischen Polarisierung der Kernspins (DNP), die auch störend auf die Spindynamik in der Größenordnung der Messzeit (min) einwirkt (siehe Kapitel 5.5.1), auch ein Grund, warum viele Messungen bei erhöhten Temperaturen, wie zum Beispiel $T = 50 \text{ K}$ durchgeführt werden.

Im Folgenden soll nun der Fokus auf den Bereich der Anregungsenergie gelegt werden, bei dem beide Spinsubsysteme gleichzeitig in den Messungen auflösbar sind (siehe hellgrauer Bereich der Abbildung 38). Dieser Bereich liegt bei ungefähr $1,512 \text{ eV} < \epsilon_{\text{Las}} < 1,515 \text{ eV}$, wobei das Signalverhältnis zwischen Donator gebundenen Elektronen und freien Elektronen ebenfalls stark abhängig von der Anregungsenergie ist. Bei höheren Energien innerhalb dieses Bereichs dominieren klar die freien Elektronen, bei niedrigen Energien ist das Gegenteil der Fall, wie der Abbildung 37 entnommen werden kann. Nachdem die Kenntnisse, die aus den experimentellen Daten gewonnen werden können, nur so genau wie deren Auswertung sind, sollen daher anhand

einer in GaAs (Probe A) gemessenen zeitaufgelösten Kerr-Rotationskurve (schwarze Punkte in [Abbildung 39](#)) verschiedene Möglichkeiten der Kurvenanpassung diskutiert werden. Insofern besitzt dieser Abschnitt einen stärkeren technischen Hintergrund. Für die Vergleiche der verschiedenen Anpassungen wurde eine Temperatur und eine Anregungsenergie gewählt, die sicherstellt, dass zeitgleich drei Zeitkomponenten (kohärentes Artefakt, freie und Donator gebundene Elektronen) gemessen werden. Die Gleichungen der Kurvenanpassung entsprechen denen aus der Gleichung (3.33) in Kapitel 3.3.2 beziehungsweise im letzten Fall auf der rechten Seite noch um einen zusätzlichen Cosinus-Term erweitert.

Im einfachsten Fall wird zur Auswertung eine Funktion bestehend aus einem Cosinus (\cos) multipliziert mit einer abfallenden Exponentialfunktion (\exp) benutzt (siehe Kapitel 3.3.2). Das Ergebnis ist auf der linken Seite zu sehen (rote Linie). Der starke Abfall der kurzen Zeitkomponente (kohärentes Artefakt) kann damit natürlich nicht wiedergegeben werden. Insgesamt erfolgt im Prinzip eine Mittelwertbildung über alle Komponenten, um die Abweichungen im Gesamten zu minimieren. Daher ist die angepasste Kurve anfangs zu groß und für längere Zeiten zu klein. Zudem wird deutlich, dass für längere Zeiten die Frequenz nicht mehr übereinstimmt. Insgesamt eignet sich diese Art der Auswertung also nicht für eine quantitative Analyse der Parameter bei diesen Bedingungen.

Ein ähnliches Bild zeigt sich für den Fall, dass zwei Komponenten (blaue Linie) benutzt werden. Die zusätzliche Exponentialfunktion sorgt zwar besonders für kurze Zeiten für eine bessere Übereinstimmung, die Abweichungen bezüglich der Amplitude und der Frequenz für längere Zeiten speziell für $\Delta t > 3$ ns bleiben jedoch bestehen. Eine weitere Verbesserung lässt sich mittels einer weiteren Exponentialfunktion erreichen, insgesamt also drei Komponenten, wie auf der rechten Seite (rote Linie) der [Abbildung 39](#) dargestellt. Die Übereinstimmung bezüglich der Amplitude erreicht dadurch schon ein gutes Niveau, allerdings sind immer noch zwei Abweichungen festzustellen. Zum einen ist dies eine Amplitudenabweichung bei $\Delta t \approx 1$ ns und die zuvor schon angedeutete Abweichung der Frequenz für längere Zeiten $\Delta t > 3$ ns. Diese beiden Anzeichen weisen innerhalb der Messung deutlich darauf hin, dass es für diesen Fall nicht ausreichend ist, die Kurvenanpassung mit nur einer Frequenz durchzuführen. Diese Tatsache ist bereits aus der [Abbildung 38](#) bekannt, dass bei diesem Anregungsenergiebereich zwei unterschiedliche Präzessionsfrequenzen existieren. Es handelt sich hier bei der längsten Komponente um die Donator gebundenen Elektronen, die im Vergleich zu der mittleren Zeitkomponente der freien Elektronen mit einer leicht unterschiedlichen Larmorfrequenz präzedieren. Zudem äußert sich die unterschiedliche Frequenz in der ebenfalls zuvor angedeuteten Schwebungserscheinung bei $\Delta t \approx 1$ ns.

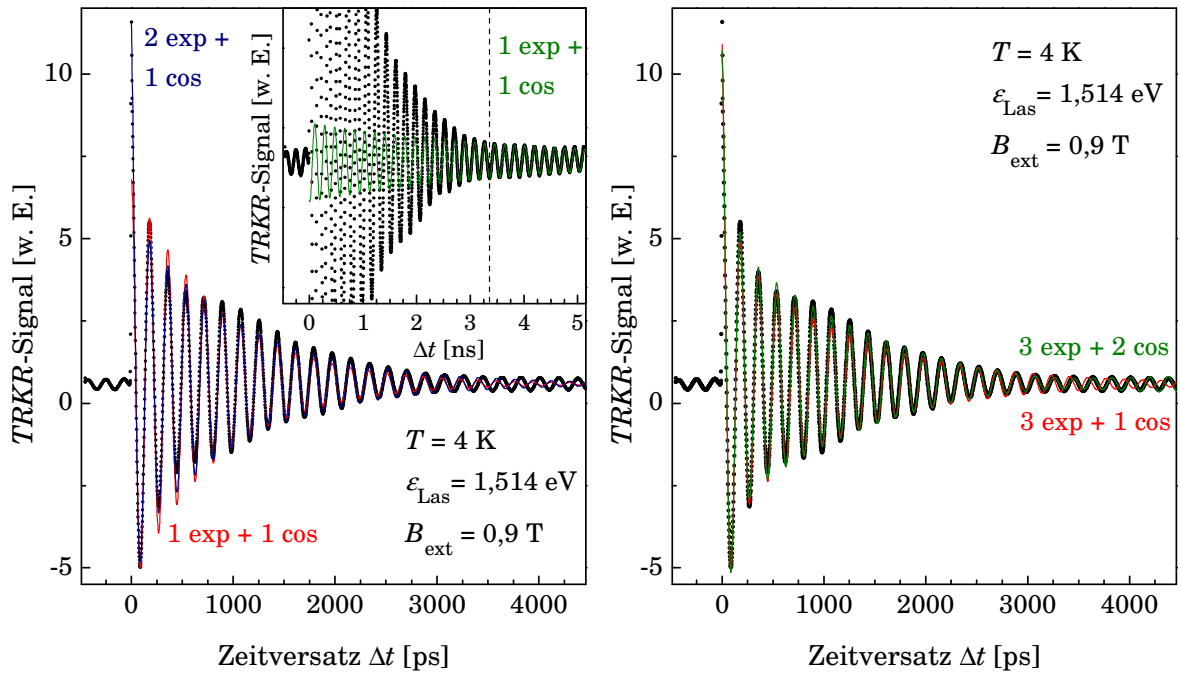


Abbildung 39: Vergleich der Kurvenanpassungen an zeitaufgelöste Tieftemperatur Kerr-Rotationsmessungen (schwarze Punkte) mittels einer unterschiedlichen Anzahl an Komponenten (farbige Linien) von Cosini (cos) und Exponentialfunktionen (exp). Einsatz: Vergrößerung mit einer Kurvenanpassung (Linie grün) an die längste Komponente. Optische Hilfslinie (gestrichelt) siehe Text. Die Linien sind besonders dünn gezeichnet, um kleine Abweichungen besser darstellen zu können.

Folglich ist die nächste Iteration bezüglich Übereinstimmung zwischen Kurvenanpassung und experimentellen Daten ein Modell zur Auswertung zu nutzen, was sowohl drei exponentielle Komponenten als auch zwei Frequenzkomponenten beinhaltet, um die komplette Elektronenspindynamik richtig zu extrahieren. Im Detail wird die kurze und mittlere Komponente einer Larmorfrequenz und die lange Komponente einer anderen Komponente zugeordnet. Das Resultat (grüne Linie) ist auf der rechten Seite der [Abbildung 39](#) dargestellt und zeigt die hervorragende Übereinstimmung über den kompletten Zeitbereich. Damit kann also die komplette Superposition der Präzession verschiedener Elektronenspinzustände (freie und Donator gebunden) modelliert und separiert werden.

Als letzte Option der Auswertung soll an dieser Stelle noch auf die Möglichkeit verwiesen werden, die Messkurven von Hand zu trennen und daraufhin einzeln auszuwerten. So können zum Beispiel nur die ersten Oszillationen angepasst werden, indem längere Zeiten abgeschnitten werden. So können die Informationen über die freien Elektronen, die in diesem Zeitraum die Spindynamik dominieren, extrahiert werden. Ebenfalls kann dies für die Donator gebundenen Elektronen geschehen, in dem die Messpunkte erst ab einer Zeit angepasst werden, bei denen die kürzeren Zeitkomponenten schon relaxiert sind. Letztere Situation ist im Einsatz der [Abbildung 39](#) wiedergegeben und zeigt ebenfalls eine hervorragende Amplituden- und Frequenz-Übereinstimmung für die Donator gebundenen Elektronen, die die Spindynamik ab $\Delta t > 3$ ns dominieren (siehe gestrichelte Linie). Der Nachteil dieser Auswertung ist die fehlende Möglichkeit einer Automatisierung und der aufgrund des hohen Grades an Handarbeit enorme Zeitaufwand bei der Auswertung.

Der Einsatz der [Abbildung 39](#) zeigt außerdem eindrucksvoll die entstehenden Fehlermöglichkeiten, wenn die Zeitdauer der Messungen zu gering gewählt wird. Würde in diesem Fall zum Beispiel die Messung nur bis $\Delta t < 2$ ns durchgeführt werden oder aus experimentellen Gründen begrenzt sein, so würde die lange Komponente der Donator gebundenen Elektronen kaum zum Vorschein treten. Damit würden die aus dieser Messung extrahierten Spindephasierungszeiten deutlich kleiner sein als es in Realität der Fall wäre, da nur eine kurze Spindephasierungszeit extrahiert werden könnte. Statt einer kurzen und einer langen Spindephasierungszeit hätte man somit nur eine kurze Zeit messen können und somit die Eigenschaften der Donator gebundenen Elektronen nicht abgebildet.

Eine andere Möglichkeit einer Abschätzung von langen Spindephasierungszeiten besteht darin, die Amplitude vor und nach dem Nullpunkt ($\Delta t = 0$) unter Einbeziehung der Laserrepetitionsrate von $\Delta t = 13,158$ ns miteinander zu vergleichen. Die Amplitude zur Zeit t_1 nach dem Nullpunkt wird nach einem Zeitversatz zum Nullpunkt von Δt_1 extrahiert. Die Amplitude zur Zeit t_2 vor dem Nullpunkt wird zwar ebenfalls nach einem Zeitversatz zum Nullpunkt von Δt_2 extrahiert, die effektive Zeit an dieser Stelle beträgt jedoch: $t_2 = \Delta t_2 + 13,158$ ns mit $\Delta t_2 < 0$. Somit ergibt sich insgesamt für die Amplitudenverhältnisse der beiden Zeitpunkte über einen exponentiellen Abfall:

$$\begin{aligned}
 TRKR(t_2) &= TRKR(t_1) \cdot \exp\left(-\frac{(t_2 - t_1)}{T_2^*}\right) \text{ mit } t_0 = 0 = \Delta t_0, t_1 = \Delta t_1 + t_0 \text{ und} \\
 t_2 &= \Delta t_2 + 13,158 \text{ ns} \Rightarrow \ln\left(\frac{TRKR(13,158 \text{ ns} + \Delta t_2)}{TRKR(\Delta t_1)}\right) = \frac{(\Delta t_1 - 13,158 \text{ ns} - \Delta t_2)}{T_2^*} \Rightarrow \quad (4.14) \\
 T_2^* &= -\frac{(\Delta t_1 - 13,158 \text{ ns} - \Delta t_2)}{\ln\left(\frac{TRKR(13,158 \text{ ns} + \Delta t_2)}{TRKR(\Delta t_1)}\right)}.
 \end{aligned}$$

Wird also zum Beispiel die Amplitude der ersten Oszillation (schwarze Punkte) vor dem zeitlichen Nullpunkt mit der Amplitude der ersten Oszillation nach dem Nullpunkt und auch unter Ausschluss eines Einfluss des kohärenten Artefakts verglichen, so könnte die Auswertung dem Irrtum unterliegen, dass sich die Amplitude innerhalb von $\Delta t \approx 13$ ns ungefähr um einen Faktor von 25 reduziert hat. Dies resultiert natürlich in einer sehr geringen Spindephasierungszeit. Grundsätzlich funktioniert diese Art der Ermittlung der Spindephasierungszeit gut, wenn die richtigen Amplituden herangezogen werden. In dem hier vorliegenden Fall ist also die Amplitude der Donator gebundenen Elektronen relevant (grüne Linie) und somit ergibt sich nur eine Reduzierung auf ungefähr 50 % innerhalb von $\Delta t \approx 13$ ns, wenn die Amplituden vor und nach dem zeitlichen Nullpunkt herangezogen werden. Die daraus resultierende Spindephasierungszeit entspricht der wirklich gemessenen Zeit für die Donator gebundene Elektronenspin-zustände.

Speziell die in [Abbildung 40](#) wiedergegebene kohärente Spindynamik der Probe B zeigt, wie schwierig die Auswertung werden kann, wenn mindestens zwei oder mehr präzedierende Elektronenspinsysteme mit variierenden g -Faktoren zu einer Messkurve beitragen.

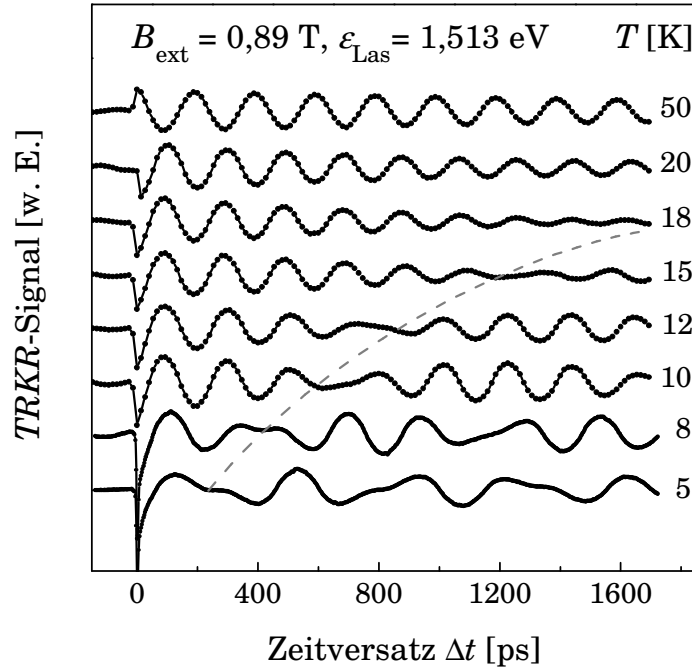


Abbildung 40: Schwebungserscheinungen in der kohärenten Elektronenspindynamik bei moderat dotiertem GaAs (Probe B) bei Tieftemperatur und konstanter magnetischer Flussdichte. Optische Hilfslinie grau gestrichelt, siehe Text.

Nicht nur, dass die Leitungsbandelektronenspins eventuell mit einer anderen Larmorfrequenz präzedieren, so sind auch aufgrund der deutlich schwächeren Dotierung der Probe B von $n_D \approx 7 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ die Donator gebundenen Elektronenspins stärker lokalisiert, was zu einer anisotropen g -Faktor Verteilung (z. B. [Zut04]) aufgrund der Verteilung der Elektronenenergien über die Donatorzustände führt. Diese Anisotropie wird zum Beispiel auch durch die Bildung von Anhäufungen („Clustern“) von Donatoren (z. B. [Kav08]) stark gefördert. Das Ergebnis davon sind die zu sehenden Schwebungserscheinungen. Ein weiterer Hinweis dafür ist die verkürzte Spindephasierungszeit, die aus einer Verteilung von g -Faktoren beziehungsweise Frequenzen resultiert (siehe Kapitel 2.2.2.1) und zum Beispiel besonders für $\Delta t < 0$ gut zu beobachten ist. Diese inhomogene Dephasierung führt zu einer verstärkten Dämpfung und ist kein intrinsischer Spinrelaxationsmechanismus, da er sich zum Beispiel in Spin-Echo-Experimenten wieder rückgängig machen lässt.

Bei steigender Temperatur führt die thermische Energie zu einer stärkeren Besetzung des Leitungsbandes im Vergleich zu den lokalisierten Zuständen und die summierten Differenzen zwischen den unterschiedlichen g -Faktoren werden kleiner. Im Ergebnis führt dies zu einer engeren g -Faktorverteilung, was dann zu einer größeren Schwebungsfrequenz führen sollte. Auch dies ist in [Abbildung 40](#) zu sehen (siehe grau gestrichelte optische Hilfslinie), da zum Beispiel die stark gedämpfte Stelle in der untersten Kurve bei $\Delta t \approx 200 \text{ ps}$ „durchgeschoben“ wird, bis dieses Artefakt bei circa $T = 18 \text{ K}$ nicht mehr im Messbereich liegt. In der Nähe von $T \approx 50 \text{ K}$ ist die thermische Energie in der gleichen Größenordnung wie die Bindungsenergie der Donator gebundenen Elektronen $\varepsilon_{B, Si}$, so dass der Einfluss lokalisierter Elektronenspins vernachlässigbar wird. Wenn das Ziel darin besteht, eine klare Elektronenspindynamik zu messen, die mittels *einer* Larmorfrequenz und *einer* sinnvollen Zeitkomponente hervorragend ange-

passt werden kann, um damit zum Beispiel andere Effekte wie die Spinmanipulation etc. zu untersuchen, so stellt diese Temperaturerhöhung ein äußerst sinnvolles Mittel dar. Hinzu kommt eine Reduktion der Spinrelaxationszeit auf einen Bereich, der eine Beeinflussung und daraus resultierenden Überlagerung der Spinpolarisation des letzten Pulses ausschließt, da für die Spindephasierungszeit gilt: $T_2^*(T = 50 \text{ K}) < f_{\text{Las}}^{-1}$. Dennoch darf nicht vergessen werden, dass damit ein großer Teil interessanter physikalischer Effekte „ausgeblendet“ wird.

4.3.2 Kohärente Dynamik von Elektronenspinzuständen bei $T \geq 50 \text{ K}$

4.3.2.1 Temperaturabhängigkeit der kohärenten Spindynamik

Die [Abbildung 41](#) spiegelt die Elektronenspindynamik bei einer Temperatur von $T = 50 \text{ K}$ in der Probe B, indem die zeitaufgelösten Kerr-Rotations-Messkurven über fast den kompletten Messbereich von $\Delta t \approx 6 \text{ ns}$ und unterschiedlichen magnetischen Feldern aufgetragen sind.

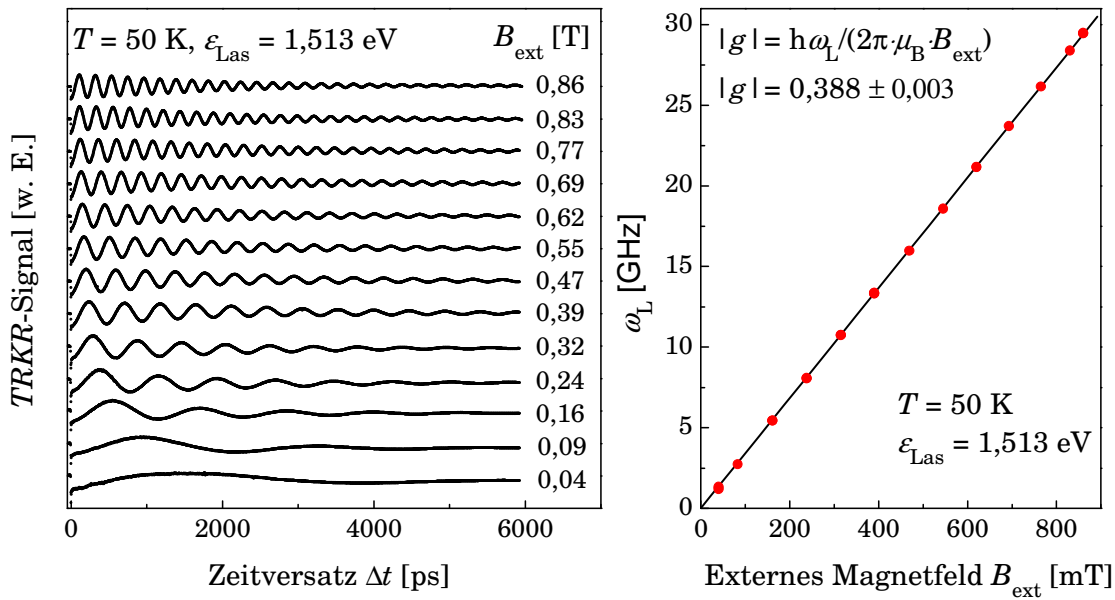


Abbildung 41: Magnetfeldabhängigkeit der kohärenten Spindynamik von Leitungsbandelektronen in GaAs (Probe B) bei leicht erhöhten Temperaturen. Rechts: Evaluierung des g -Faktors über Auswertung der Larmorfrequenzen bei unterschiedlichen magnetischen Feldern.

Auf der rechten Seite der [Abbildung 41](#) sind wiederum die Larmorfrequenzen, die aus Kurvenanpassungen (eine Larmorfrequenz und zwei Zeitkonstanten (T_k und eine Spindephasierungszeit T_2^*)) der Messkurven gewonnen wurden, gegen die magnetische Flussdichte aufgetragen. Auch hier ergibt sich natürlich ein lineares Verhalten mit einer sehr geringen Varianz der ausgewerteten Frequenz-Messpunkte. Der g -Faktor ist jedoch signifikant geringer, was auf eine Temperaturabhängigkeit des g -Faktors schließen lässt. Es gilt bei dieser Temperatur: $g(T = 50 \text{ K}) = -0,388 \pm 0,003 \Rightarrow g(T)$.

Im Folgenden wird das Hauptaugenmerk auf die kohärente Elektronenspindynamik bei höheren, anwendungsrelevanteren Temperaturen gelegt. Die Beobachtung der kohärenten Elektronenspindynamik bei erhöhten Temperaturen bedarf einer ziemlich genauen Kenntnis

des Energiebandkanten-Verhaltens mit der Temperatur $\varepsilon_g(T)$, um eine resonante Anregung am Leitungsbandminimum zu gewährleisten. In dieser Arbeit wird daher der Verlauf der energetischen Bandkante über den Temperaturbereich errechnet und die Anregungsenergie des Lasers dementsprechend passend angeglichen. Typischer Weise gibt es in GaAs zwei verschiedene Ansätze, die Funktion $\varepsilon_g(T)$ zu modellieren [Gri92]. Zum einen ist dies der empirische Ansatz (Anpassung an experimentelle Daten) nach der Relation von Varshni [Var67], die im Folgenden mit den allgemein akzeptierten Parametern für GaAs wiedergegeben ist ([Bla83], [Thu75]):

$$\varepsilon_{g,\text{Varshni}}(T) = \varepsilon_g(0) - \frac{\alpha T^2}{\beta + T} \quad \text{mit } \varepsilon_g(0) = 1519,2 \text{ meV}, \alpha = 540,5 \frac{\mu\text{eV}}{\text{K}}, \beta = 204 \text{ K}. \quad (4.15)$$

Alternativ dazu wird häufig eine semiempirische Beziehung benutzt, die einen mikroskopisch fundierten Hintergrund (Bose-Einstein Statistik für Phononen Emission und Absorption) besitzt und wie folgt für GaAs gegeben ist. Die Parameter sind dabei für $T = 20 - 500 \text{ K}$ ausgelegt [Vin84]:

$$\varepsilon_{g,\text{mikros}}(T) = \varepsilon_B - a_B \left(1 + \frac{2}{\exp\left(\frac{\Theta}{T}\right) - 1} \right) \quad \text{mit } \varepsilon_B = 1571 \text{ meV}, a_B = 57 \text{ meV}, \Theta = 240 \text{ K}. \quad (4.16)$$

Bis Raumtemperatur sind die beiden Funktionen in [Abbildung 42](#) dargestellt. Zwei Resultate können extrahiert werden. Zum einen gibt es eine starke Abweichung bei Tieftemperatur, aufgrund eines nicht für die Tieftemperatur-Situation ausgelegten Parametersatzes. Zum anderen ist ansonsten bis Raumtemperatur keine experimentell entscheidende Differenz auszumachen. Aus diesem Grund wird bei allen zukünftigen temperaturrelevanten Messungen die Varshni-Relation als Basis für die Laseranregungsenergie herangezogen.

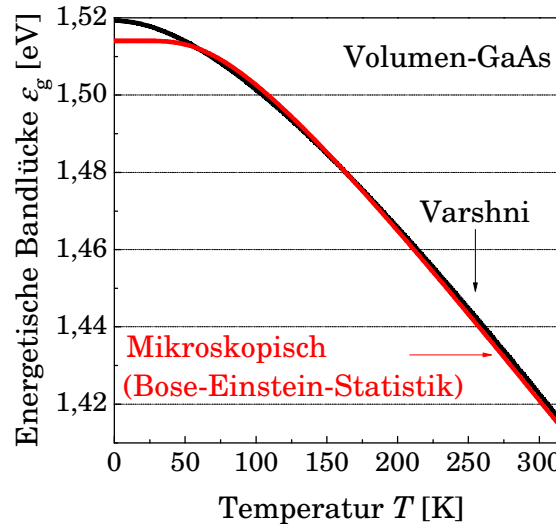


Abbildung 42: Modellierung des energetischen Bandkanten-Verlaufs über der Temperatur bei GaAs unter Anwendung von zwei auf unterschiedlichen Grundlagen basierenden Relationen.

Mit Hilfe der Daten aus der [Abbildung 42](#) kann nun die Anregungsenergie bei schrittweiser Erhöhung der Temperatur bis auf Raumtemperatur geregelt werden. Die [Abbildung 43](#) zeigt das Ergebnis in Form einiger Kerr-Rotationsmessungen bei markanten Temperaturen und bei Benutzung der Probe A in einem konstanten Magnetfeld von $B_{\text{ext}} = 1,2 \text{ T}$. Anhand dieses Ergebnisses können drei Resultate festgehalten werden. Zuerst steht fest, dass in GaAs Volumenma-

terial überhaupt eine sichtbare kohärente Spindynamik bei Raumtemperatur zu beobachten ist. Im Rahmen dieser Arbeit sind erstmals diese kohärenten Oszillationen von Elektronenspins bei Raumtemperatur nachgewiesen und veröffentlicht worden [Hoh06]. Bisherige Messungen mittels zeitaufgelösten magneto-optischen Messtechniken reichten nur bis $T \approx 180 - 200$ K [Kik98]. Zweitens erfährt die Spindephasierungszeit eine starke temperaturabhängige Dämpfung. Aufgrund der Komplexität der zahlreichen Spinrelaxationsmechanismen sei für eine detaillierte Beschreibung der temperaturabhängigen Spindynamik mittels modellierter Spindephasierungszeiten auf ein eigenes, nachfolgendes Kapitel (4.3.3) verwiesen. Drittens tritt eine Änderung der Larmorfrequenz trotz konstantem Magnetfeld auf, was auf einen g -Faktor hinweist, der eine Abhängigkeit von der Temperatur aufweist, in der Form, dass er kleiner wird.

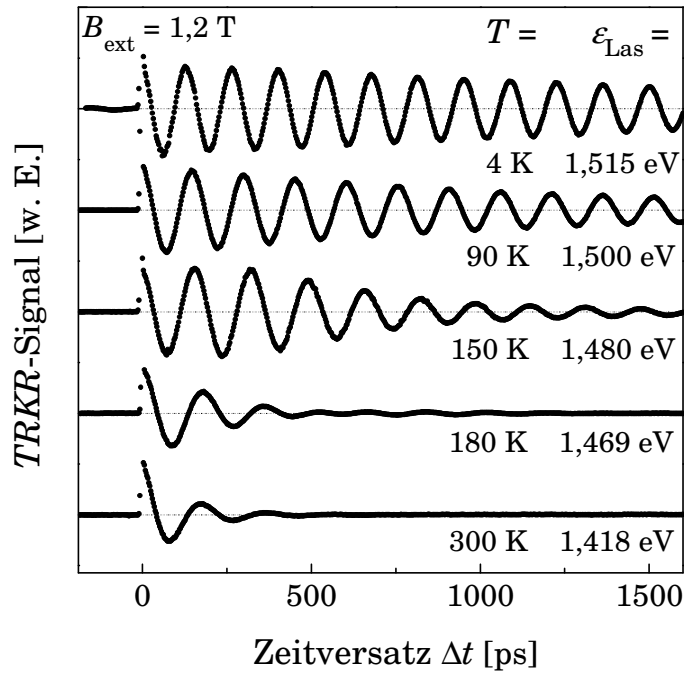


Abbildung 43: Zeitaufgelöste Kerr-Rotationsmessungen bei externem Magnetfeld für markante Temperaturen bis hin zu Raumtemperatur mit entsprechend dem Bandkantenverlauf angeglichener Anregungsenergie.

Der Verlauf der Spindephasierungszeit und des g -Faktors über der Temperatur wird aus den einzelnen Kerr-Rotationsmessungen mittels Kurvenanpassung (eine Larmorfrequenz und zwei Zeitkonstanten (T_k und eine Spindephasierungszeit T_2^*)) evaluiert und ist in [Abbildung 44](#) zusammengefasst. Entsprechend den zwei Zeitkomponenten bei Tieftemperatur (siehe [Abbildung 37](#)) werden bei dieser Temperatur zwei Werte angegeben (Donator gebundene Elektronen in schwarz). Interessanter Weise kann vor dem starken Abfall der Spinrelaxationszeit zuerst ein kleiner Anstieg der Spindephasierungszeit der Leitungsbandelektronen bis circa $T \approx 60$ K beobachtet werden. Für eine Erklärung dieses realen physikalischen Effekts soll an dieser Stelle wieder ein Hinweis auf das nächste Kapitel [4.3.3](#) erfolgen.

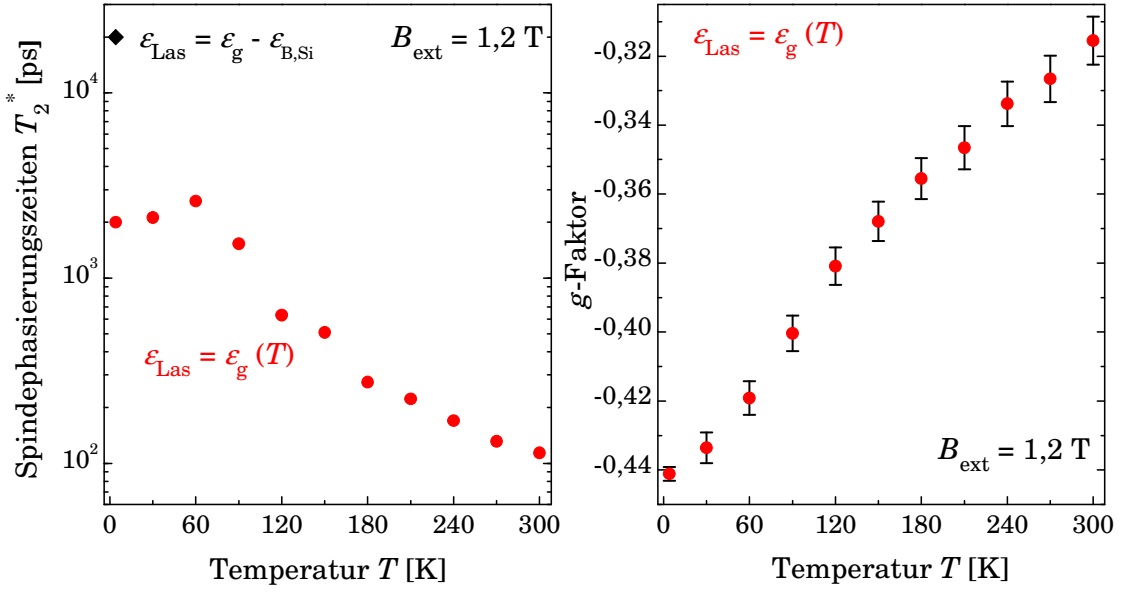


Abbildung 44: Die aus unter anderem aus der [Abbildung 43](#) evaluierten Spindephasierungszeiten und g -Faktoren in Abhängigkeit von der Temperatur.

Ebenfalls ist die deutliche Temperaturabhängigkeit des g -Faktors im Detail zu sehen, die auch in einem ansonsten sehr gut bekannten Halbleiter wie GaAs Gegenstand aktueller Forschung ist (z. B. [\[Hüb09\]](#), [\[Lit08\]](#), [\[Zaw08\]](#)). Der Grund darin liegt in den stark unterschiedlichen Verläufen der experimentell ermittelten g -Faktoren und den theoretisch erwarteten Werten. In den beiden aktuellen theoretischen Modellen (*“tight binding”* Modell und 14×14 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Theorie) zur Berechnung grundlegender Halbleiterparameter wie den Energiebändern, effektive Massen und anderen Parametern ergeben sich im Allgemeinen hervorragende Übereinstimmungen zwischen Experiment und Theorie. Allerdings bildet speziell in GaAs der g -Faktor dabei eine deutliche Ausnahme. Denn erstens zeigt der errechnete Wert von $g_{\text{th}}(T = 0 \text{ K}) = -0,11$ [\[Jan05\]](#) eine sehr deutliche Abweichung von den experimentellen Werten und zweitens stimmt die Temperaturabhängigkeit des g -Faktors auch nicht überein (z. B. [\[Oes95\]](#), [\[Oes96\]](#)).

Für die Temperaturabhängigkeit wird typischer Weise der theoretische Wert bei Tieftemperatur über einen allgemein akzeptierten experimentellen Wert definiert: $g_{\text{th}} = f(T)$ mit $g_{\text{th},0}(T = 0 \text{ K}) := g_{\text{exp},0}(T = 0 \text{ K})$. Dennoch stimmt nicht einmal die Tendenz überein. So sollte der theoretische Wert des g -Faktors mit steigender Temperatur sinken beziehungsweise der Betrag steigen, während im Experiment genau das Gegenteil, nämlich eine Vergrößerung des g -Faktors beziehungsweise eine Verringerung des Betrags mit Erhöhung der Temperatur beobachtet wird.

Innerhalb dieser Arbeit wurde der experimentelle Verlauf des g -Faktors über der Temperatur in GaAs ([\[Oes95\]](#), [\[Oes96\]](#)) sowohl mit einer erhöhten Messgenauigkeit als auch in einem größeren Intervall bis Raumtemperatur bestätigt. Der auf der 10×10 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Theorie basierende Verlauf des g -Faktors wird im Allgemeinen wie folgt angenommen (z. B. [\[Her77\]](#), [\[Oes95\]](#)):

$$g^*(T) = g_{\text{frei}}(2,0023) - \frac{2P^2}{3} \left(\frac{1}{\epsilon_g} - \frac{1}{\epsilon_g + \Delta_0} \right) - \frac{2P'^2}{3} \left(\frac{-1}{\epsilon_{\Gamma_8^{\text{Lb}}} - \epsilon_g} + \frac{1}{\epsilon_{\Gamma_7^{\text{Lb}}} - \epsilon_g} \right) + 2(-0,02), \quad (4.17)$$

wobei $P^2 = 28,9$ eV die Kopplung zwischen dem untersten Leitungsband Γ_6^{Lb} und den beiden obersten Valenzbändern Γ_8^{Vb} und Γ_7^{Vb} kennzeichnet. $P'^2 = 6,0$ eV steht dagegen für die Kopplung zwischen dem untersten Leitungsband Γ_6^{Lb} und den darüber liegenden beiden Leitungsbandern Γ_8^{Lb} und Γ_7^{Lb} . Der Einfluss der Temperatur kommt daher nur über die Temperaturabhängigkeiten der Energien in die Gleichung. Hübner et al. [Hüb09] benutzen zur Kurvenanpassung des g -Faktor Verlaufs über der Temperatur einen Ansatz, der auf der Temperaturabhängigkeit der Zwischenband-Matrixelemente (P^2 und P'^2) beruht. Damit lässt sich der Verlauf gut wiedergeben. Diese Temperaturabhängigkeit der Kopplungsparameter soll für beide gleich sein und aufgrund von Phononen induzierten Fluktuationen der atomaren Abstände stattfinden, die mit der Temperatur anwachsen. Der Ansatz ist jedoch noch wissenschaftlich umstritten ([Lit08], [Zaw08]).

Ein kürzlich vorgeschlagener alternativer Ansatz [Zaw08] scheint sehr vielversprechend zu sein, dabei wird sich auch basierend auf der 10×10 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Theorie der Tatsache bedient, dass sich die energetische Bandkante aufgrund der bei steigender thermischer Energie immer kleiner werdenden Gitterabstände mit der Temperatur verkleinert und die Parabelform des Leitungsbands nicht exakt zutrifft. Dazu wird bei steigender Temperatur die Bevölkerung höherer Landau-Niveaus angenommen und der mittlere g -Faktor ergibt sich daraufhin als Summation und Integration über verschiedene Landau-Niveaus und Wellenzahlen. Das Ergebnis, also der g -Faktor über der Temperatur im Vergleich zu experimentellen Messdaten aufgenommen mit unterschiedlichen Messtechniken ist in [Abbildung 45](#) gezeigt. Insgesamt zeigt sich eine gute Übereinstimmung, wobei die nach unten gerichteten Dreiecke den Messdaten aus dieser Arbeit entstammen (siehe [Abbildung 44](#)).

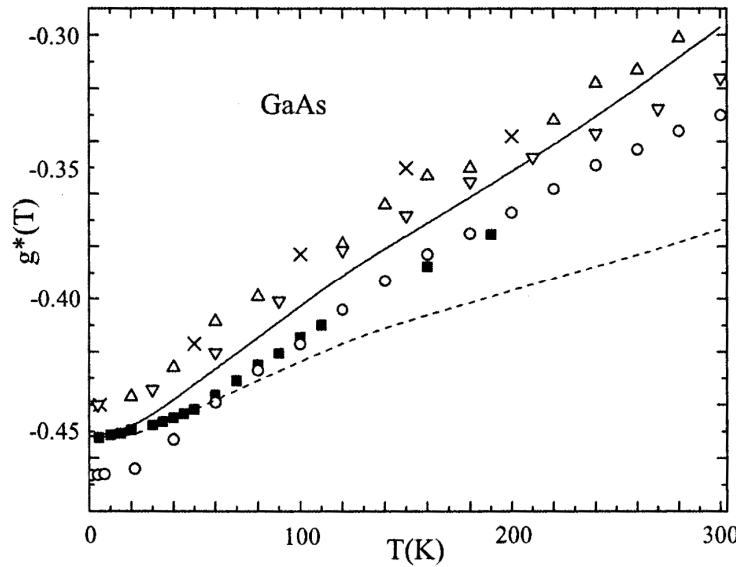


Abbildung 45: Der Elektronenspin g -Faktor in GaAs über der Temperatur aus experimentellen Messungen (normale Dreiecke, Kreuze, Kreise und Quadrate) und aus theoretischen Berechnungen (Linien: durchgezogen und gestrichelt (ohne die Abhängigkeit der Wellenzahl)) [Zaw08]. Die nach unten gerichteten Dreiecke entsprechen den Messwerten aus dieser Arbeit (siehe [Abbildung 44](#)).

4.3.2.2 Kohärente Spinoszillationen bei Raumtemperatur

Im Folgenden kommt auch wieder ganz die Stärke der zeitaufgelösten Kerr-Rotation zum Tragen und zwar die Möglichkeit äußert genau g -Faktoren bestimmen zu können. Bei Raumtemperatur und fester Anregungsenergie wurden bei variablen externen Magnetfeldern mehrere Kerr-Messkurven der Probe A aufgezeichnet, wie aus [Abbildung 46](#) zu sehen ist. Mittels Kurvenanpassungen für jede einzelne Kurve besteht demnach auch wieder die Möglichkeit die Larmorfrequenz über das externe Magnetfeld aufzutragen, wie auf der rechten Seite in [Abbildung 46](#) geschehen. Eine weitere lineare Kurvenanpassung über die evaluierten Daten ergibt eine sehr geringe Varianz und dementsprechend einen äußerst genauen Wert. Der erstmals mittels zeitaufgelöster Kerr-Rotation und mit diesem erreichten Grad an Präzision gemessene g -Faktor bei Raumtemperatur in GaAs beträgt [[Hoh06b](#)]: $g(T = 300 \text{ K}) = -0,316 \pm 0,004$. Ebenso lässt sich schon aus der [Abbildung 46](#) vermuten, dass bei Raumtemperatur das Magnetfeld zu einer Reduzierung der Spinrelaxation führt, da die Dämpfung mit dem steigenden externen Magnetfeld signifikant kleiner wird, was im Folgenden genauer diskutiert werden soll.

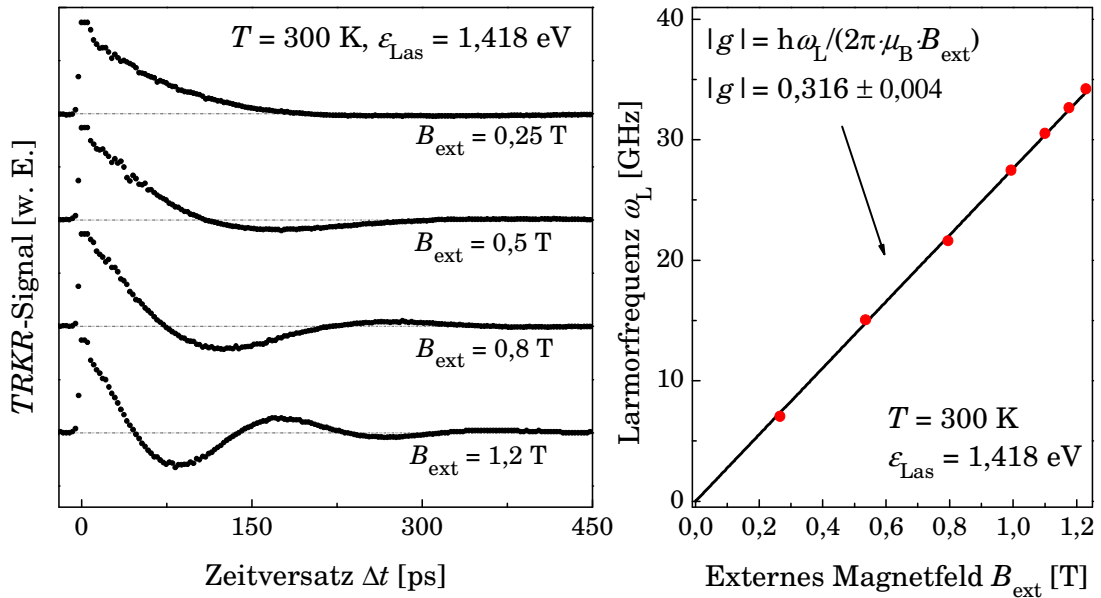


Abbildung 46: Kohärente Elektronenspinoszillationen in GaAs (Probe A) bei Raumtemperatur und verschiedenen magnetischen Flussdichten. Die Anregungsenergie des Lasers ist auf das Leitungsband-Minimum justiert. Rechts: Die Larmorfrequenz über das angelegte Feld aufgetragen ermöglicht mittels einer linearen Kurvenanpassung (durchgezogene Linie) eine exakte g -Faktor Bestimmung.

In [Abbildung 47](#) wird ein Vergleich der magnetfeldabhängigen Spindephasierungszeiten zwischen Tieftemperatur und Raumtemperatur vollzogen. Dabei ist die Anregungsenergie auf ungefähr das Leitungsband-Minimum bei der jeweiligen Temperatur eingestellt. Aufgrund der Wechselwirkungen mit den Donator gebundenen Elektronen und den daraus resultierenden vermehrten Zeitkonstanten (siehe Kapitel [4.3.1](#)) ist die Auswertung bei Tieftemperatur schwieriger und dementsprechend mit mehr Varianzen belegt, im Vergleich zu der klaren Situation bei Raumtemperatur die zu einer sehr exakten Evaluierung der Spindephasierungszeit führt.

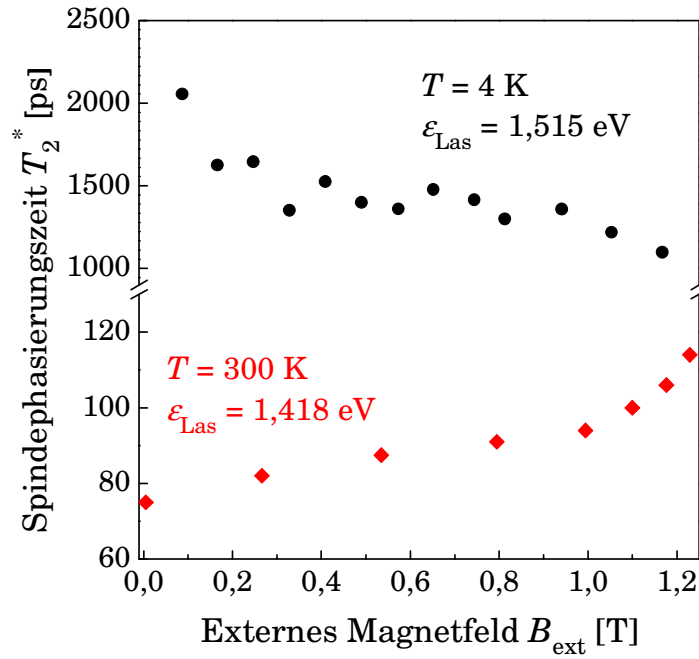


Abbildung 47: Vergleich der Spindephasierungszeiten von Probe A bei Tief- und Raumtemperatur über das externe Magnetfeld. Die Anregungsenergie entspricht dabei dem Leitungsband minimum.

Wie der [Abbildung 47](#) zu entnehmen ist, liegt die Spindephasierungszeit bei Raumtemperatur im Bereich von $T_2^* \approx 100 \text{ ps}$, was in sehr guter Übereinstimmung mit den theoretischen Vorhersagen liegt (z. B. [\[Lau01\]](#), siehe auch Kapitel [4.3.3](#)). Zudem wurden diese Zeiten in nachfolgenden Arbeiten (z. B. [\[Lai06\]](#), [\[Oer08\]](#)) verifiziert. Ein anderer klar erkennbarer Effekt besteht darin, dass die Spindephasierungszeit bei Tieftemperatur mit steigendem Magnetfeld sinkt, wohingegen bei Raumtemperatur eine signifikante Steigerung der Spindephasierungszeit mit größer werdendem magnetischem Feld gemessen wurde. Eine Erklärung für diesen Effekt wird in Kapitel [4.3.3](#) diskutiert.

Aufgrund der klaren Verhältnisse bei Raumtemperatur, mit nur einer Spinkomponente bestehend aus einer abfallenden Exponentialfunktion und einer Larmorfrequenz, eignen sich diese Messungen sehr gut dafür, das kohärente Artefakt in der Nähe des zeitlichen Nullpunkts zu untersuchen, dass aus dem zeitlichen Überlapp zwischen dem Probe- und Pump-Laserpuls und den daraus resultierenden Kerr-Effekten besteht (siehe Kapitel [2.3.1.3](#)). In der [Abbildung 48](#), mit einer Vergrößerung der Hauptmessung als Einsatz, ist dazu eine Messkurve wiedergegeben, bei der mit einer Schrittweite von $\Delta t_i = 33,5 \text{ fs}$ und einer enormen Anzahl an Messpunkten von $N = 2 \cdot 10^4$ eine sehr hohe Zeitauflösung realisiert wurde. Die Schrittweite ist immer noch ziemlich genau eine Größenordnung über der maximalen Zeitauflösung der Verzögerungsstrecke (vergleiche Kapitel [3.1.3](#)), aber für den Zweck dieser Messung mehr als ausreichend.

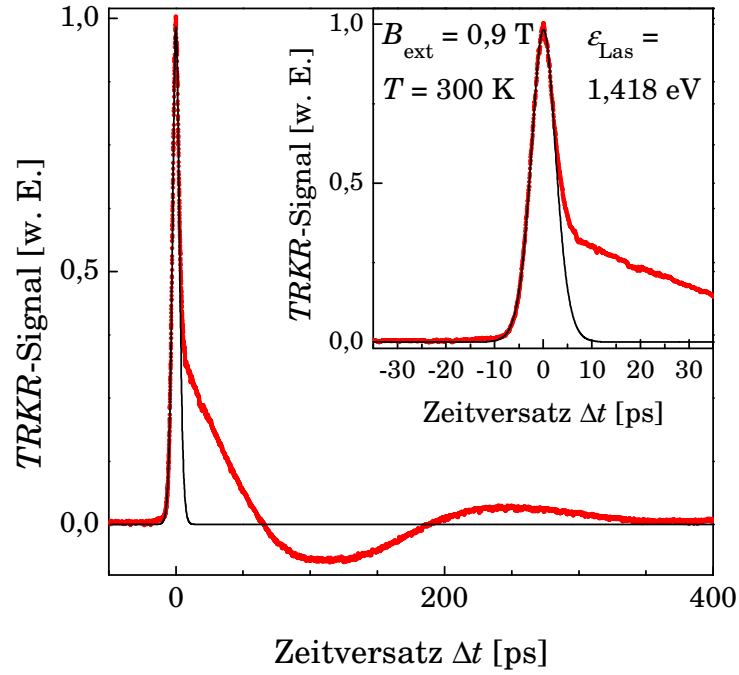


Abbildung 48: Hochzeitaufgelöste Kerr-Rotationsmessung bei Raumtemperatur (rote Punkte) mit einer Kurvenanpassung (schwarze Linien) des zeitlichen Überlapps von Pump- und Probe-Laserstrahl. Einsatz: Eine Vergrößerung um den zeitlichen Nullpunkt.

Entsprechend der Gleichung (3.3) sind die zeitlichen Profile der Laserpulse durch quadrierte Secans Hyperbolici gegeben, die durch die Zeitkonstante τ_{Sech} definiert sind. Da jedoch die zeitliche Evolution über einen Versatz zwischen dem Probe- und Pump-Laserpuls hergestellt wird, entspricht das gemessene Abbild einer Faltung dieser beiden Laserpulse. Für das gefaltete zeitliche Gesamtprofil lässt sich wie folgend eine Kombination aus einem Cosecans Hyperbolicus, einem Cotangens Hyperbolicus und einer Geraden errechnen:

$$\begin{aligned}
 P_{\text{ges}}(t) &= P_{\text{Pump}}(t) \otimes P_{\text{Probe}}(t) \text{ mit } P_{\text{Pump}}(t) = P_{\text{Probe}}(t) = \text{const} \cdot \text{sech}^2\left(\frac{t}{\tau_{\text{sech}}}\right) \Rightarrow \\
 P_{\text{ges}}(t) &= \text{const} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \text{sech}^2\left(\frac{\tilde{t}}{\tau_{\text{sech}}}\right) \cdot \text{sech}^2\left(\frac{t-\tilde{t}}{\tau_{\text{sech}}}\right) d\tilde{t} \Rightarrow \\
 P_{\text{ges}}(t) &= \text{const} \cdot \text{cosech}^2\left(\frac{t}{\tau_{\text{sech}}}\right) \cdot \left(2 + \coth\left(\frac{t}{\tau_{\text{sech}}}\right) \cdot \left(-2 \cdot \left(\frac{t}{\tau_{\text{sech}}}\right)\right)\right).
 \end{aligned} \tag{4.18}$$

Für die Halbwertsbreiten können die folgenden Umrechnungen und Werte aus den Kurvenanpassungen mittels der gefalteten Funktion extrahiert werden:

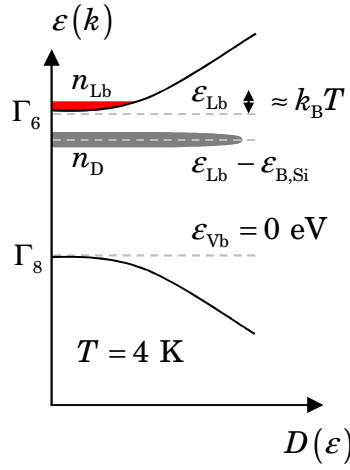
$$\begin{aligned}
 FWHM_{\text{Faltung}} &\approx 2,72 \cdot \tau_{\text{sech}} \approx 5,9 \text{ ps bzw.} \\
 FWHM_{\text{Pump}} &\cong FWHM_{\text{Probe}} \approx 1,76 \cdot \tau_{\text{sech}} \approx 3,8 \text{ ps,}
 \end{aligned} \tag{4.19}$$

das bedeutet, dass die gemessenen Halbwertsbreiten des zeitlichen Überlapps als Ergebnis der Faltung ungefähr 5,9 ps beträgt, während die an der Faltung beteiligten Einzelpulse jeweils Halbwertsbreiten von 3,8 ps besitzen. Dieser Wert besitzt direkt auf der gemessenen Probe Gültigkeit und variiert daher von dem spezifizierten Wert des Laserherstellers (siehe Kapitel 3.1.2) aufgrund der zahlreichen optischen Elementen zwischen dem Laserausgang und der Probe. Es kommt als circa zu einer zeitlichen Divergenz der Laserpulse um den Faktor 2. Dieser

Wert von 3,8 ps entspricht demnach der wirklichen Zeitauflösung des Messapparatus und verbessert ebenfalls die energetische Auflösung um den gleichen Faktor aufgrund der geringeren Energieunschärfe.

4.3.3 Diskussion von Spinrelaxationsmechanismen für Leitungsbandlelektronen

In diesem Abschnitt soll mittels einer Modellierung der entsprechenden Parameter die Effekte, die in den beiden vorherigen Kapiteln (4.3.1 und 4.3.2) experimentell gewonnen wurden, einge- reiht und verstanden werden, um ein konsistentes Bild von der Spindynamik und -dephasierung in GaAs zu erhalten. Zur weiteren Unterteilung wird die Beschreibung einzeln für Leitungs- bandlelektronen und Donator gebundene Elektronen vorgenommen, wobei mit den Leitungs- bandlelektronen (rot) begonnen wird:



Für Leitungsbandlelektronen sollen die bekannten Spinrelaxationsmechanismen DP, EY und BAP (siehe Kapitel 2.2.2.2) zuerst untersucht werden. Die für den Spinrelaxationsprozess elementare Korrelationszeit ist für viele Spinrelaxationsmechanismen häufig durch die Impulsrelaxationszeit $\tau_{\text{Stoß}}$ gegeben (siehe Kapitel 2.2.2.1). Die Impulsrelaxationszeit wird je nach Temperatur von verschiedenen Mechanismen dominiert. So gilt im Allgemeinen in Halbleitern, dass bei tiefen Temperaturen die Streuung an Störstellen ($\tau_{\text{Stoß, Stör}} \sim T^{3/2}$) und bei hohen Temperaturen die Streuung an Phononen ($\tau_{\text{Stoß, Phon}} \sim T^{-3/2}$) dominiert. Die Impulsrelaxationszeit kann entweder direkt aus Messungen der Elektronenbeweglichkeit bestimmt werden (z. B. [Sze68]):

$$\tau_{\text{Stoß}}(T, n, \dots) = \frac{\mu_e(T, n, \dots) m_{Lb}^*}{e}, \quad (4.20)$$

oder falls keine Messdaten vorliegen, zum Beispiel bei Tieftemperatur, kann diese Impulsrelaxationszeit auch nach der Methode von Brooks-Herring (z. B. [Rid82]) errechnet werden. Dazu wird in der Born-Näherung der Streuquerschnitt der Elektronen an dem Coulomb-Potenzial unter Beachtung der Abschirmung des Elektronengases ausgerechnet [Dzh02]. Dabei wird die Fermi-Energie $\varepsilon_{F,e}$, der Abschirmungsradius r_0 , die Dotierungskonzentration n_D und der Bohr-Radius der Elektronen a_B (zur Berechnung siehe Gleichung (4.35)) benötigt und dann kann die Impulsrelaxationszeit bei Tieftemperatur, dominiert von Stößen an geladenen Störstellen, wie folgend bestimmt werden [Dzh02]:

$$\tau_{\text{Stoß}} = \frac{\varepsilon_r^2 \varepsilon_{\text{F,e}}^{3/2} \sqrt{2m_{\text{Lb}}^*}}{4\pi^3 n_{\text{D}} e^4 \left(\ln(1+x) - \frac{x}{1+x} \right)} \quad \text{mit } x = \frac{8m_{\text{Lb}}^* \varepsilon_{\text{F,e}} r_0^2}{\hbar^2} = (3n_{\text{D}})^{\frac{1}{3}} \pi^{\frac{5}{3}} a_{\text{B}} \quad \text{und} \quad (4.21)$$

$$\varepsilon_{\text{F,e}} = \frac{(3\pi^2 n_{\text{D}})^{\frac{2}{3}} \hbar^2}{2m_{\text{Lb}}^*} \quad \text{und } r_0 = \frac{1}{2} \left(\frac{\pi}{3} \right)^{\frac{1}{6}} \cdot \sqrt{\frac{a_{\text{B}}}{n_{\text{D}}^{\frac{1}{3}}}}.$$

Das Ergebnis ist exemplarisch für zwei wichtige Temperaturen, Raumtemperatur (aus Messdaten der Elektronenbeweglichkeiten [Sze68]) und $T = 4 \text{ K}$ (errechnet), in der [Abbildung 50](#) wiedergegeben.

4.3.3.1 D'yakonov-Perel' (DP) induzierte Spinrelaxationszeit

Um eine explizite Berechnung des DP-Mechanismus $\tau_{\text{S,DP}}$ zu erhalten, müssen die Parameter für den Larmor-Präzessionsvektor entsprechend der Gleichung (2.67) bekannt sein. Für die Spin-Bahn-Parameter gilt folgender Zusammenhang ([Son02], [Yu05]):

$$\alpha_{\text{SBK}} = \frac{4\sqrt{3}\eta m_{\text{Lb}}^*}{3m_0 \sqrt{1 - \frac{\eta}{3}}} \quad \text{mit } \eta = \frac{\Delta_{\text{SBK}}}{(\Delta_{\text{SBK}} + \varepsilon_{\text{g}})}. \quad (4.22)$$

Mittels einer recht aufwändigen Rechnung, die an dieser Stelle nicht weiter vertieft werden soll, ergeben sich für die zwei Grenzfälle einer niedrigen und einer hohen Temperatur [Kai04] ohne externes Magnetfeld folgende Beziehungen für tiefe Temperaturen (z. B. [Dzh02], [Zut04]):

$$\tau_{\text{S,DP}}(\varepsilon_{\text{k}} \approx \varepsilon_{\text{F,e}}) = \frac{\gamma_1}{\alpha_{\text{SBK}}^2} \frac{105}{32} \frac{\hbar^2 \varepsilon_{\text{g}}}{\varepsilon_{\text{k}}^3} \frac{1}{\tau_{\text{Stoß}}(\varepsilon_{\text{k}})}, \quad (4.23)$$

Beziehungsweise für hohe Temperaturen (z. B. [Son02], [Put04]):

$$\tau_{\text{S,DP}}(T) = \frac{1}{\gamma_2 \alpha_{\text{SBK}}^2} \frac{\hbar^2 \varepsilon_{\text{g}}}{k_{\text{B}}^3 T^3} \frac{1}{\tau_{\text{Stoß}}(T)} \Rightarrow \tau_{\text{S,DP}}(T) = \frac{1}{\alpha_{\text{DP}} T^3 \tau_{\text{Stoß}}(T)} \quad \text{mit } \alpha_{\text{DP}} \neq f(T). \quad (4.24)$$

Die Gleichung (4.23) beschreibt dabei die Tieftemperatursituation, bei dem die Elektronenenergie ungefähr gleich der Fermi-Energie der Elektronen und demnach deutlich größer als die thermische Energie $k_{\text{B}}T$ ist. Die zweite Gleichung (4.24) stellt dabei den Fall höherer Temperatur dar, wenn die Elektronenenergie durch die thermische Energie dominiert wird. Die dimensionslosen Vorfaktoren γ_i stehen für die dominierenden Streuprozesse. So gilt für Streuung an ionisierten Störstellen, die nur bei Tieftemperatur eine Rolle spielen [Son02], $\gamma_1 = 6$ beziehungsweise $\gamma_2 = 1,5$. Die Relaxation über akustischer Phononen ergibt $\gamma_1 = 1$ beziehungsweise $\gamma_2 = 2,7$, weshalb für Tieftemperatur ein Mittelwert von $\gamma_1 = 3,5$ und $\gamma_2 = 1,75$ angenommen wird. Schließlich gilt für polare optische Phononen, die nur bei $T > 70 \text{ K}$ eine Rolle spielen [Son02], $\gamma_1 = 41/6$ beziehungsweise $\gamma_2 = 0,8$. Die einzusetzenden Impulsrelaxationszeiten werden für Tieftemperatur entsprechend der Gleichung (4.21) und für Raumtemperatur entsprechend der Gleichung (4.20) mit Hilfe bekannter Elektronenbeweglichkeiten [Sze68] errechnet. Die anderen benötigten Parameter für GaAs wurden schon in Kapitel 2.1 vorgestellt.

Für die Magnetfeldabhängigkeit können wieder die bekannten folgenden Grenzfälle betrachtet werden [Dya08]. Gilt für das externe Magnetfeld $\phi = \omega_{\text{ext}} \tau_{\text{Kor}} \ll 1$, so spielt dieses Feld keine große Rolle, da dennoch die \mathbf{k} -abhängigen zufälligen Magnetfeldrichtungen zu einer Dephasierung führen. Ist das äußere Feld jedoch sehr kräftig, dass $\phi = \omega_{\text{ext}} \tau_{\text{Kor}} \gg 1$ gilt, wird das zufällig verteilte effektive Magnetfeld gegen Null gemittelt mit der Folge einer deutlich längeren

Spinrelaxationszeit. Eine einfache klassische Betrachtung ergibt als Erweiterung zu den Gleichungen (2.53) und (2.66) für den DP-Mechanismus:

$$\begin{aligned}
 \Delta\phi(B_{\text{ext}}) &\leq \frac{\omega_{\text{eff}}}{\omega_{\text{ext}}} \text{ mit } \omega_{\text{ext}} \geq \frac{1}{\tau_{\text{Kor}}} \Rightarrow \\
 (\Delta\phi_{\text{eff}}(t, B_{\text{ext}}))^2 &\leq \left(\frac{\omega_{\text{eff}}}{\omega_{\text{ext}}}\right)^2 \cdot \left(\frac{t}{\tau_{\text{Kor}}}\right) \text{ mit } \tau_{\text{S,DP},B}(B_{\text{ext}}) := t \left((\Delta\phi_{\text{eff}}(t, B_{\text{ext}}))^2 = 1 \right) \Rightarrow \\
 \frac{\omega_{\text{eff}}^2 \tau_{\text{S,DP},B}(B_{\text{ext}}) \tau_{\text{Kor}}}{\omega_{\text{ext}}^2 \tau_{\text{Kor}}^2} &= 1 \Rightarrow \frac{1}{\tau_{\text{S,DP},B}(B_{\text{ext}})} = \frac{1}{\tau_{\text{S,DP}}(B_{\text{ext}}=0)} \cdot \frac{1}{(\omega_{\text{ext}} \tau_{\text{Stoß}})^2} \\
 \text{mit } \tau_{\text{S,DP}}(B_{\text{ext}}) &= \tau_{\text{S,DP}}(B_{\text{ext}}=0) + \tau_{\text{S,DP},B}(B_{\text{ext}}) \Rightarrow \frac{1}{\tau_{\text{S,DP}}(B_{\text{ext}})} = \frac{\omega_{\text{eff}}^2 \tau_{\text{Stoß}}}{1 + (\omega_{\text{ext}} \tau_{\text{Stoß}})^2}.
 \end{aligned} \tag{4.25}$$

Quantenmechanisch lässt sich das gleiche Ergebnis erarbeiten, da das zufällig verteilte Feld eine Energiebreite von \hbar/τ_{Kor} besitzt. Um einen Spinwechsel auf der Achse des externen Magnetfeldes durchzuführen, muss die Energie $g\mu_B B_{\text{ext}}$ erbracht werden. Für $g\mu_B B_{\text{ext}} \gg \hbar/\tau_{\text{Kor}}$ wird dieser Prozess jedoch ineffektiv. Eine detailliertere Rechnung zeigt daher, dass die Frequenz ω_{ext} durch die im Vergleich zur Larmorfrequenz größeren Elektronen-Zyklotronfrequenz ω_{Zyk} ersetzt werden muss, da diese den Grad der Rotation bestimmt [Ivc73]:

$$\omega_{\text{Zyk}} = \frac{eB_{\text{ext}}}{m_{\text{Lb}}^*} \Rightarrow \omega_{\text{Zyk}}(B_{\text{ext}} = 1 \text{ T}) = 2,6 \cdot 10^{12} \text{ Hz} \gg 3,9 \cdot 10^{10} \text{ Hz} = \omega_{\text{L}}. \tag{4.26}$$

In der Abbildung 49 ist ein Vergleich zwischen den gemessenen Spindephasierungszeiten bei Raumtemperatur und den errechneten Zeiten entsprechend des dominierenden DP-Mechanismus bezüglich ihrer Magnetfeldabhängigkeit dargestellt. Die Spindephasierungszeit $\tau_{\text{S}}(B_{\text{ext}}=0) \approx 75 \text{ ps}$ wurde aus dem Experiment bestimmt und dann der Verlauf mittels der Gleichung (4.25) und der errechneten Zyklotronfrequenz nach Gleichung (4.26) berechnet. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Messung und beweist, dass der DP-Mechanismus bei Raumtemperatur dominiert, da nur bei diesem Mechanismus mit Hilfe eines externen Magnetfeldes die Spinrelaxation unterdrückt werden kann.

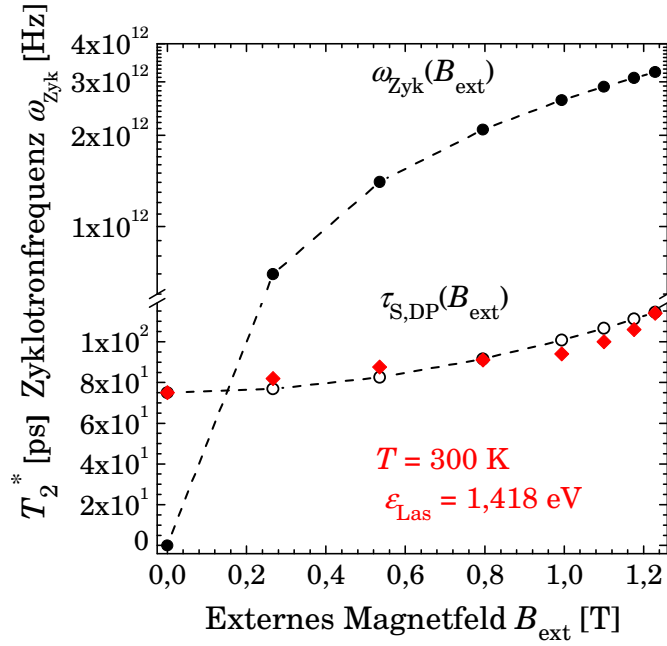


Abbildung 49: Die aus [Abbildung 47](#) gemessenen Raumtemperaturdaten (rot) werden mit der Theorie (gestrichelt und schwarze Kreise) des DP-Mechanismus bezüglich Magnetfeldabhängigkeit verglichen. Dazu ist die Elektronen-Zyklotronfrequenz wiedergegeben.

Insgesamt können folgende Schlüsse aus den zuvor diskutierten Beziehungen dieses Abschnitts zusammengefasst werden:

- Bei Raumtemperatur sorgen die erhöhten Stoßraten für einen mit n_D steigenden Verlauf der Spindephasierungszeit $\tau_{S,DP}$, bei Tieftemperatur überwiegt dagegen der Einfluss der Fermi-Energie, die zu einer Reduzierung von $\tau_{S,DP}$ mit n_D führt.
- Die T -Abhängigkeit ist anfangs über $\tau_{S,DP} \propto (\tau_{Stoß})^{-1} \propto T^{-3/2}$ (Störstellen) gegeben, da $\varepsilon_{F,e} \neq f(T)$. Bei höheren T gilt: $\tau_{Stoß} \propto T^{-0,8} \Rightarrow \tau_{S,DP} \propto T^{-2,2}$, entsprechend Messungen der Elektronenbeweglichkeiten in GaAs [\[Aro83\]](#) anstatt dem auf reiner Phononenstreuung basierenden theoretischen Wert: $\tau_{Stoß} \propto T^{-1,5}$. Im Ergebnis ist eine starke T -Abhängigkeit vorhanden, die eine dominierende Wirkung auf die Spinrelaxation bei Raumtemperatur ausübt.
- Die Abhängigkeit $\tau_{S,DP}(B_{ext})$ ist aus Gleichung [\(4.25\)](#) gegeben, ein starkes externes Magnetfeld führt folglich zu einer Unterdrückung des DP-Spinrelaxationsmechanismus.

Einige dieser Erkenntnisse sind für zwei verschiedene Temperaturen und unterschiedlichen Dotierungskonzentrationen ohne ein externes Magnetfeld in der [Abbildung 50](#) dargestellt.

4.3.3.2 Elliot-Yafet (EY) induzierte Spinrelaxationszeit

Der allgemeinen Theorie der Spinrelaxation über zeitlich fluktuierende Magnetfelder aus dem Kapitel [2.2.2.1](#) folgend, lässt sich der EY-Mechanismus $\tau_{S,EY}$ (z. B. [\[Fis77\]](#), [\[Mei84\]](#), [\[Put04\]](#)) als effektives Magnetfeld verstehen, dass mittels der Spin-Bahn-Kopplung aus den zeitlich variablen elektrischen Feldern von geladenen Verunreinigungen beziehungsweise Gitterschwingungen folgt. Dementsprechend lässt sich folgende Abhängigkeit finden:

$$\tau_{\text{S,EY}} = \frac{\tau_{\text{Stoß}}}{\sqrt{\frac{1}{i} \sum_i (\Delta\phi_i)^2}} = \frac{\tau_{\text{Stoß}}}{\alpha_{\text{EY}} T^2} \quad \text{mit} \quad \alpha_{\text{EY}} = \gamma_3 \eta^2 \left(\frac{1 - \frac{\eta}{2}}{1 - \frac{\eta}{3}} \right)^2 \cdot \left(\frac{k_{\text{B}}}{\varepsilon_{\text{g}}} \right)^2 \neq f(T). \quad (4.27)$$

Die dimensionslose Konstante γ_3 steht dabei wieder für den dominierenden Streuprozess, das bedeutet in Analogie zu den zuvor beschriebenen Streuprozessen bei dem DP-Mechanismus: $\gamma_3(T > 70 \text{ K}) = 2$ beziehungsweise $\gamma_3(T = 4 \text{ K}) = 3,6$ ([Mei84], [Son02]). Hierbei können folgende Resultate zusammengefasst werden:

- Erhöhte Stoßraten bei Tief- und Raumtemperatur durch steigende n_{D} führen zu einer Reduzierung von $\tau_{\text{S,EY}}$.
- Die T -Abhängigkeit ist anfangs über $\tau_{\text{S,EY}} \propto T^{-2} \tau_{\text{Stoß}} \propto T^{-1/2}$ (Störstellen) gegeben. Bei höheren T gilt wiederum: $\tau_{\text{Stoß}} \propto T^{-0,8} \Rightarrow \tau_{\text{S,EY}} \propto T^{-2,8}$. Im Ergebnis ist also eine ähnlich starke T -Abhängigkeit vorhanden wie im Falle des DP-Mechanismus.
- Die B_{ext} -Abhängigkeit des EY-Prozesses ist über der zunehmenden Stoßrate mit steigender Zyklotronfrequenz gegeben. So gilt: $\tau_{\text{S,EY}}(B_{\text{ext}}) \propto \tau_{\text{Stoß}}(\omega_{\text{Zyk}}) < \tau_{\text{Stoß}}(B_{\text{ext}} = 0)$.

Teile diese Ergebnisse ist ebenfalls wiederum für zwei verschiedene Temperaturen und unterschiedlichen Dotierungskonzentrationen in [Abbildung 50](#) dargestellt.

4.3.3.3 Bir-Aronov-Pikus (BAP) induzierte Spinrelaxationszeit

Die explizite Darstellung dieses Spinrelaxationsmechanismus $\tau_{\text{S,BAP}}$ (z. B. [Fis77], [Zer88], [Son02]) in Abhängigkeit von den Halbleiter-Basisdaten lautet wie folgt:

$$\tau_{\text{S,BAP}} = \frac{1}{p_{\text{A}} \sigma_{\text{S}} v} \quad \text{mit} \quad \sigma_{\text{S}} = \left(\frac{\sqrt{5\pi}}{8} \frac{\Delta_{\text{X}}}{\varepsilon_{\text{X}}} a_{\text{B,X}} \right)^2 \quad \text{und} \quad v = \sqrt{\frac{2\varepsilon_{\text{kin}}}{m_{\text{Lb}}^*}} \approx \sqrt{\frac{2k_{\text{B}}T}{m_{\text{Lb}}^*}} \Rightarrow \quad (4.28)$$

$$\tau_{\text{S,BAP}} = \frac{64\varepsilon_{\text{X}}^2 \sqrt{m_{\text{Lb}}^*}}{5\pi p_{\text{A}} \Delta_{\text{X}}^2 a_{\text{B,X}}^2 \sqrt{2k_{\text{B}}T}} \quad \text{mit} \quad \varepsilon_{\text{X}} = \frac{\hbar^2}{2m_{\text{r}} a_{\text{B,X}}^2}, \quad a_{\text{B,X}} = \frac{4\pi\hbar^2 \varepsilon_{\text{r}} \varepsilon_0}{e^2 m_{\text{r}}} \quad \text{und} \quad m_{\text{r,X}} = \frac{m_{\text{Lb}}^* m_{\text{l}}^*}{m_{\text{Lb}}^* + m_{\text{l}}^*}.$$

Die entscheidenden Parameter sind jeweils für den 1s Exzitonenzustands die Bindungsenergie ε_{X} , der Bohr-Radius $a_{\text{B,X}}$, die reduzierte Masse $m_{\text{r,X}}$ und die energetische Aufspaltung Δ_{X} . Zur Berechnung der reduzierten Masse wird eine gemittelte Lochmasse von $0,5 \cdot m_0$ benutzt. Daraus lassen sich folgende Werte errechnen:

$$\begin{aligned} m_{\text{r,X,GaAs}} &\cong 0,059 \cdot m_0 \Rightarrow a_{\text{B,X,GaAs}} \cong 11,5 \text{ nm} \Rightarrow \varepsilon_{\text{X,GaAs}} \cong 4,9 \text{ meV} \Rightarrow \\ \sigma_{\text{S}}(\Delta_{\text{X,GaAs}} = 0,1 \text{ meV}) &\cong 1,35 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^{-2} \end{aligned} \quad (4.29)$$

Auch das Ergebnis dieser Berechnung ist für die zwei verschiedenen Temperaturen und unterschiedlichen Dotierungskonzentrationen in [Abbildung 50](#) dargestellt. Zusammenfassend lassen sich dabei folgende Fakten festhalten:

- Bei p -dotiertem GaAs kann der BAP-Mechanismus schon bei geringen Lochkonzentrationen bei Tieftemperatur dominieren. Er besitzt eine direkte Abhängigkeit $\tau_{\text{S,BAP}} \propto p_{\text{A}}^{-1}$.
- Die T -Abhängigkeit ist über $\tau_{\text{S,BAP}} \propto T^{-0,5}$ gegeben und dementsprechend deutlich geringer als beim DP- oder EY-Mechanismus, weshalb zum Beispiel bei Raumtemperatur auch bei stark p -dotiertem GaAs der DP-Mechanismus dominierend wirkt.
- Bei dem BAP-Mechanismus ist keine besondere Abhängigkeit von B_{ext} vorhanden, es gilt in erster Näherung: $\tau_{\text{S,BAP}} \neq f(B_{\text{ext}})$.

4.3.3.4 Zusammenfassung für Leitungsbandelektronen

Die insgesamt wirkende Spinrelaxationszeit τ_s ist natürlich von allen einzelnen Spinrelaxationszeiten $\tau_{s,i}$ abhängig, wobei die niedrigste den größten Einfluss hat. Es gilt daher:

$$\tau_s = \left(\sum_i \frac{1}{\tau_{s,i}} \right)^{-1}. \quad (4.30)$$

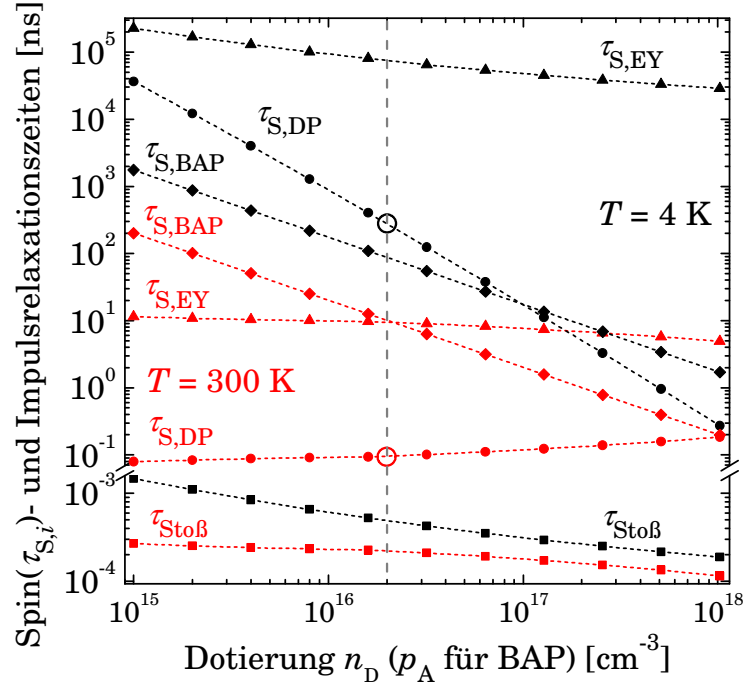


Abbildung 50: Berechnung verschiedener Spinrelaxationsmechanismen für Leitungsbandelektronenspins bei $T = 4$ K (schwarz) beziehungsweise $T = 300$ K (rot) in Abhängigkeit von der Dotierungskonzentration n_D (p_A). Zudem sind die inverse Stoßrate und der Metall-Isolator-Übergang (grau gestrichelt) wiedergegeben. Die Kreise spiegeln markante Punkte wider (siehe Text).

Als Zusammenfassung für die Leitungsbandelektronen kann gefolgert werden, dass insgesamt der DP-Mechanismus den dominierenden Spinrelaxationsmechanismus darstellt, wie der [Abbildung 50](#) zu entnehmen ist. Für erhöhte Temperaturen ist diese Tatsache unabhängig von der Dotierung, im Falle von niedrigen p -dotierten GaAs überwiegt der BAP-Spinrelaxationsmechanismus für kleine Temperaturen. Der EY-Spinrelaxationsmechanismus dominiert nur bei Halbleitern mit kleinen Bandlücken und großen Spin-Bahn-Kopplungen, dazu in sehr verunreinigten Kristallen und bei sehr tiefen Temperaturen, wie auch der Gleichung (4.27) zu entnehmen ist. Für Raumtemperatur und in dieser Arbeit typischen Dotierungen sind Werte ohne externes Magnetfeld im Bereich von $\tau_s(T = 300 \text{ K}) \cong \tau_{s,DP}(T = 300 \text{ K}) \approx 10^2 \text{ ps}$ (siehe roter Kreis in [Abbildung 50](#)) zu erwarten, in sehr guter Übereinstimmung mit dem Experiment (siehe Kapitel 4.3.2).

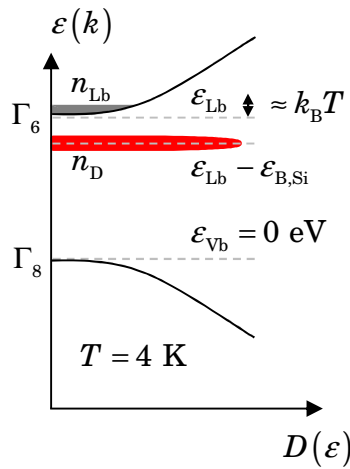
Für Tieftemperatur ist bei der gleichen Dotierung ebenfalls ohne externe Magnetfelder ein Wert von $\tau_s(T = 4 \text{ K}) \cong \tau_{s,DP}(T = 4 \text{ K}) \approx 2 - 3 \cdot 10^2 \text{ ns}$ (siehe schwarzer Kreis in [Abbildung 50](#)) zu erwarten. Auch hier stimmen die Werte gut mit experimentellen Werten aus der Literatur überein, die in der Größenordnung von $\tau_s \approx 1 - 2 \cdot 10^2 \text{ ns}$ liegen (z. B. [Kik98], [Dzh02]). Mittels der

Spinrausch-Spektroskopie wurden aktuell $\tau_s \approx 234$ ns gemessen [Röm10]. Derartig lange Spin-dephasierungszeiten bedürfen entweder einer anderen Messtechnik wie der angesprochenen Spinrausch-Spektroskopie (z. B. [Cro04], [Oes05], [Röm07]) oder des Hanle-Effekts (z. B. [Dzh02]). Eine andere Alternative besteht in einer modifizierten zeitaufgelösten Kerr-Rotationsmesstechnik, die mit Hilfe der Methode der resonanten Spin-Verstärkung (*“resonant spin amplification”*) [Kik98] erweitert werden kann. Die Limitierung des hier benutzten Messaufbaus besteht darin, dass die Laserrepetitionsrate $f_L = 76$ MHz beträgt und damit alle $t_L \approx 13,2$ ns ein neuer Laserpuls ankommt. Dieser „zerstört“ bei einer langen Spindephasierungszeit die noch bestehende Spinpolarisation, da es zu einer Vermischung verschiedener Spinensembles mit unterschiedlichen Ausrichtungen kommt, was in Schwebungserscheinungen resultiert. Ist also der Einfluss des vorherigen Laserpulses aufgrund einer geringen Dephasierung noch sehr stark, wird es schwierig ein auswertbares Signal zu messen und Informationen zu extrahieren. Die experimentelle Grenze der messbaren Spindephasierungszeit liegt bei circa $\tau_{s,mes,max} \approx 25 - 40$ ns, das entspricht ungefähr $\tau_{s,mes,max} \approx (2 - 3) \cdot t_L$.

Eine allgemeine Trennung dieser drei Spindephasierungsprozesse (DP, EY, BAP) ist in der Praxis häufig recht einfach, da deren Spinrelaxationszeiten oft stark voneinander abweichen, so dass sich schnell der dominierende Prozess herauskristallisiert. Ansonsten lassen sich die verschiedenen Spinrelaxationseffekte am einfachsten über deren stark unterschiedlichen Temperaturabhängigkeiten trennen.

Aus Abbildung 50 kann auch herausgelesen werden, dass die höchsten Spinrelaxationszeiten bis in den mittleren Mikrosekunden-Bereich bei Tieftemperatur in GaAs bei niedrigen n -Dotierungen erreicht werden können. Bisher wurden jedoch nur freie Leitungsbandelektronenspins betrachtet. Unterhalb des Metall-Isolator-Übergangs (siehe grau gestrichelte Linie in Abbildung 50) existieren aber auch lokalisierte und delokalisierte Donator-Elektronenspinzustände, die nun im Folgenden diskutiert werden sollen.

4.3.4 Diskussion von Spinrelaxationsmechanismen für Donator gebundene Elektronen



Bei niedrigen Dotierungen sind die Elektronen an ihren Donatoren isoliert und diese sind normaler Weise bei Tieftemperatur nicht ionisiert. Der Halbleiter ist dann ein Mott-Isolator. Die Leitfähigkeit beruht auf der Tatsache, dass die Elektronen zwischen den Donator-Zuständen springen können. In der Gegend des Metall-Isolator-Überganges (*“metal insulator transition”*,

MIT) beginnen die Wellenfunktionen der Donatorzustände zu überlappen mit der Folge, dass sich Minibänder in Form von Störstellenbändern bilden. Das heißt aus den lokalisierten Donator-Elektronenzuständen werden delokalisierte Elektronenzustände und der Halbleiter wird metallisch.

Zwei wesentliche Mechanismen sind entscheidend für den Übergang zwischen dem isolierenden Halbleiterzustand und dem metallischen Zustand. Das sind zum einen die Korrelation von Elektronen nach der Theorie von Hubbard und die Lokalisierung aufgrund von Unordnungen innerhalb des Kristallgitters und den elektronischen Zuständen entsprechend der Theorie von Anderson. Nach Hubbard ([Hub63], [Hub64], [Hub64b], [Hei04]) existiert eine Energiedifferenz zwischen verschiedenen Elektronenzuständen aufgrund der Coloumb-Wechselwirkung. Dies liegt darin begründet, dass ein isoliertes Elektron innerhalb eines Donatorzentrums verschiedene Energiezustände besitzen kann, je nachdem, ob es sich alleine oder mit anderen Elektronen zusammen an dieser Position befindet, beziehungsweise auf einen besetzten oder leeren Platz hüpft. Die Überlappung der Wellenfunktionen führt bei Verkleinerung des zwischen-atomaren Abstands zu Minibändern, die ähnlich wie bei Metallen oder Halbleitern (Leitungs- und Valenzband) für den isolierenden oder metallischen Charakter der Hubbard-Minibänder verantwortlich sind.

Nach der Theorie von Anderson ([And58], [Fle80], [Hei04]) dagegen wird davon ausgegangen, dass die Donatorzustände willkürlich verteilt sind und an ihren Positionen die „perfekte“ Kristallgitterstrukturen stören, in dem eine lokale Störung des Potentials auftritt, was ein Elektron binden kann. Aus diesem Grund gibt auch das Wasserstoff-Modell innerhalb des Kristalls mit dem Donator als Zentrum gute Resultate für die Beschreibung des MIT-Übergangs. Es kommt dementsprechend zu verteilten Lokalisierungszentren. Liegt nun die Fermi-Energie innerhalb der Energiezustände des Lokalisationszentrums, so handelt es sich um einen Isolator. Liegt diese Energie dagegen innerhalb der ausgedehnten Zustände zum Beispiel bei hohen Dotierungen oder Temperaturen, so wird der Halbleiter metallisch. Für einen schwachen Dotierungsgrad reicht aus dem zuvor genannten Grund die Beschreibung mittels des Wasserstoff-Modells.

In einem realen Kristall wird wahrscheinlich eine Kombination beider Mechanismen auftreten, wobei im Allgemeinen angenommen wird, dass der Übergang in Zusammenhang mit dem Bohr-Radius der Elektronen in GaAs a_B bei folgender Dotierung (Mott-Kriterium [Kit96]) auftritt:

$$n_{\text{Üb}}^{\frac{1}{3}} \cdot a_B \approx 0,25 \Rightarrow n_{\text{Üb}}(\text{GaAs}) \approx 1,5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}. \quad (4.31)$$

Für lokalisierte Zustände bei Tieftemperatur gelten die zuvor besprochenen Spinrelaxationsmechanismen nur sehr eingeschränkt und sind um viele Größenordnungen schwächer aufgrund der Begrenzungen im Phasenraum [Put04]. Das heißt, dass der Wellenvektor \mathbf{k} der lokalisierten Elektronen im Mittel Null beträgt [Kav08]. Das bedeutet für die entscheidenden gemittelten Parameter der verschiedenen Relaxations-Mechanismen:

$$\bar{\omega}_{\text{eff}} \rightarrow 0 \wedge \bar{\tau}_{\text{Stoß}} \rightarrow \infty \wedge \bar{v} \rightarrow 0 \Rightarrow \tau_{\text{S,DP}}(\bar{\omega}_{\text{eff}}^{-1}) \rightarrow \infty \wedge \tau_{\text{S,EY}}(\bar{\tau}_{\text{Stoß}}) \rightarrow \infty \wedge \tau_{\text{S,BAP}}(\bar{v}^{-1}) \rightarrow \infty \quad (4.32)$$

So sind zum Beispiel in Phosphor dotiertem Silizium Spinrelaxationszeiten für lokalisierte Elektronenzustände im Bereich von Minuten gemessen worden [Feh59].

Dass derartig lange Spinrelaxationszeiten nicht in GaAs und vielen anderen Halbleitersystemen auftreten können, liegt an einem weiteren Spinrelaxationsmechanismus, der besonders

für lokalisierte Elektronenzustände an Bedeutung gewinnt und bei streng lokalisierten Elektronen, zum Beispiel in Quantenpunkten sogar absolut dominierend wirkt ([Kha02], [Kha03]). Es handelt sich dabei um die Hyperfein-Wechselwirkung mit Kernspins, die später noch im Detail erläutert wird.

In Analogie zu den vorherigen Abschnitten wird wieder die für den Spinrelaxationsprozess entsprechende Korrelationszeit benötigt. Diese elementare Korrelationszeit ist im Gegensatz zu den Leitungsbandelektronen nicht durch die Impulsrelaxationszeit $\tau_{\text{Stoß}}$ gegeben sondern durch eine für Donator gebundene Elektronen entscheidende Korrelationszeit τ_{Kor} (siehe Kapitel 2.2.2.1). Diese Zeit ist durch die Austauschwechselwirkungen zwischen den lokalisierten Elektronen gegeben und kann mit Hilfe einer gemittelten Austauschkonstante \bar{J} für Wasserstoff ähnliche Zentren wie folgt berechnet werden [Kav08]:

$$\tau_{\text{Kor}} \approx \frac{\bar{J}}{\hbar}, \quad (4.33)$$

dabei sind die einzelnen Austauschkonstanten J_{ij} gegeben durch:

$$J_{ij} = 0,82 \frac{e^2}{4\pi\epsilon_r\epsilon_0 a_B} \left(\frac{r_{ij}}{a_B} \right)^{\frac{5}{2}} \exp\left(-\frac{2r_{ij}}{a_B} \right). \quad (4.34)$$

Für den Bohr-Radius der Donator gebundenen Elektronen gilt über einen Korrekturfaktor (effektive Masse und Kristallumgebung) zum Bohr-Radius a_0 des Wasserstoff-Modells:

$$a_B = \frac{\epsilon_r m_0}{m_{\text{Lb}}^*} a_0 = \frac{4\pi\epsilon_0\epsilon_r \hbar^2}{m_{\text{Lb}}^* e^2} \approx 10,1 \text{ nm}. \quad (4.35)$$

Eine Mittelung dieser Austauschkonstante geschieht über Gleichsetzen der einzelnen Abstände zu einem gemittelten dotierungsabhängigen Abstand ([Dzh02], [Kav08]):

$$r_{ij} = \frac{\alpha_{\text{Dg}}}{2n_{\text{D}}^{1/3}} \quad \text{mit} \quad \alpha_{\text{Dg}} \approx 1,73, \quad (4.36)$$

das bedeutet natürlich, dass die gemittelte Austausch-Konstante \bar{J} und damit die Korrelationszeit dotierungsabhängig sind. Der Vorfaktor α_{Dg} spiegelt einen gewichteten mittleren Abstand wider, entsprechend der Maxima der Verteilungsfunktion der Abstände zu den Nachbarn (nächster Nachbar, übernächster Nachbar etc.). Umso höher die Dotierung ist, umso wahrscheinlicher ist ein Austausch und dementsprechend wird auch die Korrelationszeit kürzer. Das theoretisch errechnete Ergebnis ist für Tieftemperatur in Abhängigkeit der Dotierungskonzentration in [Abbildung 51](#) dargestellt.

Im Folgenden werden nun neue Spinrelaxationskanäle diskutiert, die speziell für gebundene Elektronen gelten. Durch die Spin-Bahn-Kopplung kommt es zum Beispiel auch zu einer asymptotischen Verformung der Wellenfunktion von Donator gebundenen Elektronen ([Kav01], [Kav08]). Das bedeutet, dass wenn in der Nähe des Zentrums des lokalisierten Elektronenzustandes eine bestimmte Spinprojektion vorliegt, so ist diese in einem größeren Abstand durch die Spin-Bahn-Kopplung um einen kleinen Winkel γ gedreht. Die Länge, bei der im Mittel dieser Winkel eine Größe von 1 rad besitzt wird Spin-Bahn-Länge λ_{SBK} genannt und besitzt in GaAs einen Wert von [Kav08]:

$$\sqrt{\frac{1}{i} \sum_i (\gamma_i (\lambda_{\text{SBK}} \cdot \mathbf{e}))^2} \Rightarrow \lambda_{\text{SBK}} (\text{GaAs}) \approx 5 \text{ } \mu\text{m}. \quad (4.37)$$

4.3.4.1 Tunnelprozess induzierte Spinrelaxationszeit

Werden zwei Zentren betrachtet, die so nahe beieinander liegen, dass die Wellenfunktion des Donator gebundenen Elektrons beide Zentren erreicht, besteht die Möglichkeit, dass das Elektron von einem Donator-Platz auf einen anderen *leeren* Donatorplatz tunnelt. Bei diesem Tunnelprozess kann es jedoch aufgrund der zuvor beschriebenen asymptotischen Verformung der Donator gebundener Elektronenwellenfunktion zu einem Spinwechsel und damit zu einem weiteren Spinrelaxationsmechanismus kommen. Mithilfe einer Tunnel-Diffusionskonstante kann die sich daraus ergebende Spinrelaxationszeit $\tau_{S,Tun}$ wie folgt errechnet werden [Kav08]:

$$\tau_{S,Tun} = \frac{\lambda_{SBK}^2}{3D_{Tun}} \quad \text{mit} \quad D_{Tun} \approx \frac{k_{Dg}}{3n_D^{2/3}\tau_w} \quad \text{und} \quad \tau_w = \tau_{w,0} \exp\left(\frac{e^2 n_D^{1/3}}{4\pi\epsilon_r \epsilon_0 k_B T} + \frac{\alpha_{Dg}}{a_B n_D^{1/3}}\right) \quad \text{und} \quad (4.38)$$

$$\tau_{w,0} = \frac{E_D^2 \Delta_{ij}}{\pi \rho v_s^5 \hbar^4} \left(\frac{2e^2}{12\pi\epsilon_r \epsilon_0 a_B}\right)^2 \left(\frac{r_{ij}}{a_B}\right)^2 \left[1 + \left(\frac{\Delta_{ij} a_B}{2\hbar v_s}\right)^2\right]^{-4} \Rightarrow \tau_{w,0} \left(\Delta_{ij} \approx \frac{e^2 n_D^{1/3}}{4\pi\epsilon_r \epsilon_0}\right) \approx 0,05 (n_D a_B^3)^3,$$

wobei E_D eine Konstante des Deformationspotentials, ρ die Kristalldichte, v_s die Schallgeschwindigkeit im Kristall und Δ_{ij} eine charakteristische Energiedifferenz zwischen verschiedenen Donatorzuständen widerspiegelt. Der Parameter $k_{Dg} = p_A/n_D$ gibt den Grad der Kompensation des Halbleiters wieder, das bedeutet, dass für die Anzahl an freien Donatorplätzen pro Elektron ungefähr gilt: $k_{Dg} (p_A = 10^{14} \text{ cm}^{-3}) \approx 1$. Das rechnerische Ergebnis ist für Tieftemperatur in Abhängigkeit der Dotierungskonzentration in [Abbildung 51](#) dargestellt. Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass dieser Spinrelaxationsprozess in der Größenordnung von Sekunden liegt und daher nicht weiter betrachtet wird.

4.3.4.2 Spinrelaxationszeit durch nicht isotrope Austauschwechselwirkungen

Der nächste Fall der betrachtet werden soll, ist derjenige, bei dem der andere Donatorplatz eben nicht leer sondern *besetzt* ist. Dann kommt es zu einer Austauschwechselwirkung zwischen diesen beiden Spins, die ähnlichen Effekten unterliegt, wie die zuvor bei dem Tunnelprozess beschriebenen, ebenfalls verursacht durch die Spin-Bahn-Kopplung ([Kav01], [Kav02], [Kav08]). Der Hamilton-Operator dazu lautet wie folgt:

$$\hat{H}_{DM} = 2J_{ij} \hat{\mathbf{S}}_i \cdot \hat{\mathbf{S}}_j = 2J_{ij} \left(\cos \gamma_{ij} \hat{\mathbf{S}}_i \cdot \hat{\mathbf{S}}_j + \sin \gamma_{ij} \frac{\mathbf{Y}_{ij}}{\gamma_{ij}} \cdot (\hat{\mathbf{S}}_i \times \hat{\mathbf{S}}_j) + (1 - \cos \gamma_{ij}) \left(\frac{\mathbf{Y}_{ij}}{\gamma_{ij}} \cdot \hat{\mathbf{S}}_i \right) \left(\frac{\mathbf{Y}_{ij}}{\gamma_{ij}} \cdot \hat{\mathbf{S}}_j \right) \right), \quad (4.39)$$

wobei die beiden Spin-Operatoren vorerst in verschiedenen Koordinaten-Systemen definiert sind und dann über die Winkel γ_{ij} in das Labor-Koordinatensystem transformiert werden. Der erste Term, eine skalare Austauschwechselwirkung erhält sowohl den Gesamtspin beider Elektronen als auch deren Projektion auf jegliche Achsen. Der dritte Term entspricht einer Pseudo-Dipol-Wechselwirkung und erhält nur den Gesamtwert der Spins, notwendigerweise aber nicht deren Projektion. Der zweite Term ist nicht isotrop und erhält weder Gesamtwert der Spins noch deren Projektion. Dieser Term wird auch Dzyaloshinskii-Moriya-Wechselwirkung (DM) genannt [Put04]. Dies ist die Grundlage, wenn von nicht isotroper Austauschwechselwirkung gesprochen wird und entspricht einem weiteren Spinrelaxationsmechanismus für Donator gebundene Elektronen, da beim Austausch wieder eine Möglichkeit eines Spinwechsels besteht. In Analogie zu den Tunnel-Prozessen wird daher auch die Spinrelaxationszeit $\tau_{S,DM}$ wieder mittels auf einer Austauschwechselwirkung basierenden Diffusionskonstanten D_{DM} berechnet:

$$\tau_{S,DM} = \frac{\lambda_{SBK}^2}{3D_{DM}} \quad \text{mit} \quad D_{DM} \approx \frac{1}{3} \frac{\bar{r}_{ij}^2 \bar{J}}{\hbar} \Rightarrow \tau_{S,DM} = \frac{4\hbar n_D^{\frac{2}{3}} \lambda_{SBK}^2}{\bar{J} \alpha_{Dg}^2}. \quad (4.40)$$

Das berechnete Resultat ist ebenfalls für tiefe Temperaturen in Abhängigkeit der Dotierungskonzentration in [Abbildung 51](#) wiedergegeben. An dieser Stelle soll noch vermerkt werden, dass diese Berechnung nur strikt für isotrop verteilte Donatoren gilt, besonders bei niedrigen Dotierungen weicht die Donatorenverteilung stark von einer homogenen Verteilung ab und es entstehen kleine Anhäufungen (*“cluster”*) [[Kav08](#)]. Innerhalb dieser Anhäufungen sind jedoch die Abstände deutlich geringer als bei der gemittelten homogenen Verteilung, weshalb die Diffusionskonstante größer und damit die Spinrelaxationszeit kleiner wird. Dann wird die Kurve ungefähr ab $n_D < 2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ flacher und nähert sich ihrem Maximum von $\tau_{S,DM,max} \leq 10^4 \text{ ns}$. Aus [Abbildung 51](#) ist auch herauszulesen, dass der DM-Spinrelaxationsmechanismus für einen sprunghaften Verlauf in der Nähe des MIT (grau gestrichelt) verantwortlich ist, der auch experimentell schon beobachtet wurde [[Dzh02](#)]. Denn gilt oberhalb des Übergangs (grau gezeichnet) noch $\tau_{S,DP}(T = 4 \text{ K}) \approx 2 - 3 \cdot 10^2 \text{ ns}$ (siehe oberer schwarzer Kreis) für die metallischen Leitungsbandelektronen, so sorgt deren Lokalisierung an den Donatorzuständen unterhalb des MIT und den damit verbundenen Auftreten des DM-Spinrelaxationsmechanismus für eine schlagartige Verringerung (siehe unterer schwarzer Kreis) auf $\tau_{S,DM}(T = 4 \text{ K}) \approx 55 \text{ ns}$.

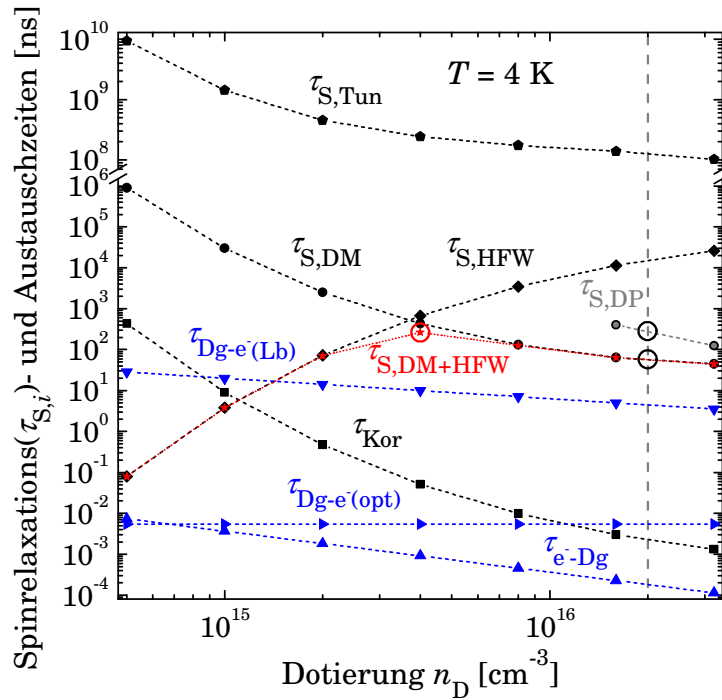


Abbildung 51: Berechnung verschiedener Spinrelaxations(schwarz)- und Spinaustauschmechanismen (blau) für Donator gebundenen Elektronenspins bei $T = 4 \text{ K}$ in Abhängigkeit von den Dotierungskonzentrationen n_D . Zudem sind die Korrelationszeit, der für Leitungsbandelektronen dominierende DP-Mechanismus (grau) und der Metall-Isolator-Übergang (grau gestrichelt) wiedergegeben. Für eine Beschreibung der Kreise, der blauen Punkte (Linie) und der roten Sterne (Linie) wird auf den Text verwiesen.

Die in dieser Arbeit erreichten maximalen Werte bei Tieftemperatur mittels der zeitaufgelösten Kerr-Rotationsmesstechnik liegen bei $\tau_S(T = 4 \text{ K}, B_{\text{ext}} \neq 0) \approx 40 \text{ ns}$ für $n_D \approx 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$,

allerdings mit einem extern angelegten Magnetfeld. Auch dieser Wert ergibt grundsätzlich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Theorie und den erzielten Messergebnissen.

Eine weitere Verringerung der Dotierungskonzentration führt vorerst wieder zu einem raschen Anstieg der Spinrelaxationszeit, da die Austauschwechselwirkung und damit die Wahrscheinlichkeit eines Spinwechsel mit kleiner werdender Dotierungskonzentration abnimmt. Schließlich gewinnt wieder ein anderer Spinrelaxationsmechanismus, basierend auf der Hyperfein-Wechselwirkung zwischen Elektronen- und Kernspins, die Oberhand. Aufgrund der beiden gegenläufigen Abhängigkeiten kommt es so zu einem erneuten Maximum (siehe roter Kreis), wenn beide Spinrelaxationsmechanismen, $\tau_{\text{S,DM}}$ und $\tau_{\text{S,HFW}}$ invers „addiert“ werden (siehe rote Punkte und Linie). Das theoretische Maximum liegt hier bei ungefähr $\tau_{\text{S,DM+HFW}} \approx 250 \text{ ns}$. Dieses zweite Maximum wurde auch experimentell mit einer anderen Messtechnik als der zeitaufgelösten Kerr-Rotation nachgewiesen, so wurden $\tau_{\text{S,exp}} (n_{\text{D}} = 4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}) \approx 150 \text{ ns}$ gemessen [Kav02].

4.3.4.3 Spinrelaxationszeit durch Wechselwirkung mit Kernspins

Bei der Hyperfein-Wechselwirkung handelt es sich um eine Fermi-Kontaktwechselwirkung direkt am Ort des Kernes (siehe auch Kapitel 5.5.1). Der dazugehörige Hamilton-Operator sieht dazu wie folgt aus ([Fis77], [Mer02]):

$$\hat{H}_{\text{HFW}} = \frac{2}{3} \mu_0 g_0 \mu_{\text{B}} \sum_i \frac{\mu_i}{\hbar^2 I_i} \hat{\mathbf{S}} \cdot \hat{\mathbf{I}}_i \delta(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i) = A_{\text{HFW}} \hat{\mathbf{I}} \cdot \hat{\mathbf{S}}, \quad (4.41)$$

dabei stellt $\hat{\mathbf{S}}$ den Operator des Elektronenspins an der Position \mathbf{r} und $\hat{\mathbf{I}}_i$ den Operator des i -ten Kernspins mit dem magnetischen Moment μ_i und der Kernspin-Quantenzahl I_i (in Einheiten von \hbar) an der Position \mathbf{R}_i dar. A_{HFW} bezeichnet die auf die Einheitszelle normierte Hyperfein-Austauschkonstante und $\hat{\mathbf{I}}$ ist der gemittelte Kernspin-Operator. Daraus folgt, dass der Spin eines Elektrons in dem räumlichen Zustand $\psi(\mathbf{r})$ das folgende effektive Magnetfeld wahrnimmt (siehe Gleichung (2.4)):

$$\mathbf{B}_{\text{eff,K}} = \frac{2}{3} \mu_0 \frac{g_0}{g} \sum_i \frac{\mu_i}{\hbar I_i} \hat{\mathbf{I}}_i |\psi(\mathbf{R}_i)|^2. \quad (4.42)$$

Die Hyperfein-Wechselwirkung führt nun zu einer gewissen Wahrscheinlichkeit, dass sich der Elektronenspin in Verbindung mit dem Kernspin ändert (*“spin-flip”*). Dieser Prozess stellt eine weitere Möglichkeit der Spinrelaxation dar, mit der Zeitkonstante $\tau_{\text{S,HFW}}$. Diese Zeitkonstante kann direkt berechnet werden und ergibt [Fis77]:

$$\tau_{\text{S,HFW}} = \frac{2\pi\hbar^4}{n_{\text{K}} A_{\text{HFW}}^2 \left(|\psi(0)|^2 V \right)^2 \cdot \frac{2}{3} I(I+1) \left(\sqrt{2(m_{\text{Lb}}^*)^3 \epsilon_{\text{Kin}}} \right)}, \quad (4.43)$$

mit der Kerndichte n_{K} und dem Volumen der Einheitszelle V . Anschaulicher und wesentlich einfacher ist an dieser Stelle aber wieder der Ansatz über die zeitlich fluktuierenden Magnetfelder. Damit ergibt sich die Spinrelaxationszeit bei diesem Ansatz wie folgt ([Dzh02], [Kav08]):

$$\tau_{\text{S,HFW}} = \frac{3}{2} \frac{1}{\bar{\omega}_{\text{K,fluk}}^2 \tau_{\text{Kor}}} = \frac{3}{2} \frac{\hbar^2}{\mu_{\text{B}}^2 g^2 \bar{B}_{\text{K,fluk}}^2 \tau_{\text{Kor}}}, \quad (4.44)$$

mit den jeweiligen gemittelten fluktuierenden Magnetfeldern beziehungsweise Larmorfrequenzen. Auch wenn sich im Mittel die effektiven Magnetfelder aller Kerne zu Null addieren, gilt für

die lokalen fluktuierenden Felder mittels einer Gauß-Verteilung und dem Effektivwert [Dzh02b]:

$$\sqrt{\frac{1}{i} \sum_i (B_{K,\text{fluk}})^2} = \frac{B_{K,\text{eff,max}}}{\sqrt{n_K}} \Rightarrow \sqrt{\frac{1}{i} \sum_i (B_{K,\text{fluk}}(\text{GaAs}))^2} \approx 5,4 \text{ mT}, \quad (4.45)$$

wobei $B_{\text{eff,K,max}}$ das maximale effektive Magnetfeld bei vollständig polarisierten Kernspins darstellt, das bei GaAs einen Wert von $B_{\text{eff,K,max}}(\text{GaAs}) \approx 1,8 \text{ T}$ einnimmt [Pag77] (siehe auch Kapitel 5.5.1). Die Anzahl an Kernen beträgt in etwa $n_K \approx 10^5$, die ungefähr in dem Volumen eines lokalisierten Elektrons liegen (siehe Bohr-Radius eines Donator gebundenen Elektrons aus der Gleichung (4.35)).

Das Ergebnis der Berechnungen in Abhängigkeit von der Dotierungskonzentration ist in Abbildung 51 zu sehen. Eine längere Verweildauer auf einem Donatorplatz, eine Situation die umso häufiger vorkommt, je niedriger die Dotierung ist, führt zu einer starken Dephasierung. Umso kleiner die Verweildauer beziehungsweise die Korrelationszeit durch die isotrope Austauschwechselwirkung ist, desto stärker wird über die fluktuierenden Magnetfelder räumlich gemittelt und die Spinrelaxationszeiten werden größer. Diese Korrelationszeit sinkt im Falle von höheren Dotierungen, da diese Situation größeren Überlappungen der Donator gebundenen Elektronen-Wellenfunktionen entspricht. Dieser Effekt ist unter dem Namen *“motional narrowing”* bekannt (siehe Gleichung (2.53)). Da kurze Korrelationszeiten genau das Gegenteil, also eine Verringerung der Spinrelaxationszeit bei dem DM-Spinrelaxationsmechanismus bewirken, kommt es zu der Gegenläufigkeit mit dem zuvor angesprochenen Maximum in Abbildung 51. Auch experimentell wurde nachgewiesen, dass für lokalisierte Donator gebundene Elektronen im Falle sehr kleiner Dotierungen oder Elektronen in quantisierten Systemen (z. B. Quantenpunkten) der Spinrelaxationsmechanismus basierend auf der Hyperfein-Wechselwirkung zu einer Begrenzung der Spinrelaxationszeiten im niedrigen einstelligen Nanosekunden-Bereich führt [Mer02].

4.3.4.4 Spinrelaxationskanal durch Elektronen-Elektronen-Streuung

Die magnetische Wechselwirkung zweier Elektronen ist im Allgemeinen sehr gering und spielt daher keine Rolle für den Prozess der Spinrelaxation, allerdings existieren in dem Halbleiter verschiedene Szenarien der Elektronen-Streuung, zum Beispiel kann ein freies Elektron an einem anderen freien Elektronen (e-e) oder an einem Donator (e-Dg) gebundenen Elektron gestreut werden. Der erste Fall ist analog zu dem EY-Prozess, bei dem zuvor Verunreinigungen als Streuzentren betrachtet wurden. In einem System ohne Spin-Bahn-Kopplung wären die Spinzustände Spineigenzustände und der totale Spin würde erhalten bleiben, das heißt es wäre $\tau_{S,e-e} \rightarrow \infty$. Mittels der Spin-Bahn-Kopplung können nun aber Drehimpulse zwischen dem Bahn- und den Eigendrehimpulsen (Spin) übertragen werden, so dass es zu einer nicht isotropen Streuung kommt. Dieser zusätzliche Spinrelaxationsmechanismus $\tau_{S,e-e}$ lässt sich auf Basis des EY-Spinrelaxationsmechanismus (siehe 2.2.2.2 d) und 4.3.3.2) wie folgt analytisch berechnen [Bog80]:

$$\tau_{\text{S,e-e}} = \frac{16\pi(\varepsilon_r \varepsilon_0 \varepsilon_g)^2 \cdot \sqrt{m_{\text{Lb}}^*}}{5n \cdot \left(e^2 \left(\frac{2\Delta_{\text{SBK}}(\Delta_{\text{SBK}} + 2\varepsilon_g)}{(\Delta_{\text{SBK}} + \varepsilon_g)(2\Delta_{\text{SBK}} + 3\varepsilon_g)} \right) \right)^2 \cdot \sqrt{\pi k_B T} \cdot \left(-1 - (s+1)e^s \int_{-\infty}^{-s} \frac{e^x}{x} dx \right)} \quad (4.46)$$

mit $s = \frac{\hbar^2 q_s^2}{2m_{\text{Lb}}^* k_B T}$, $q_s \approx 0,815 k_F \sqrt{\frac{r_s}{a_0}}$, $k_F = \frac{1,92}{r_s}$ und $r_s = \left(\frac{3}{4\pi n} \right)^{\frac{1}{3}}$.

Die meisten Parameter sind bereits bekannt, außer dem inversen Abschirmungsradius q_s , der in der Größenordnung des Fermi-Wellenvektors k_F liegt. Dieser ist wiederum von dem Radius r_s der Kugel abhängig, deren Volumen der eines Leitungsbandelektrons im Ortsraum entspricht. Die Beziehungen zwischen dem Abschirmungsradius, dem Fermi-Wellenvektor und dem Radius r_s sind der Standard Festkörperliteratur zu entnehmen (z. B. [Ash76]). Die Integralexponentialfunktion aus Gleichung (4.46) lässt sich nicht analytisch berechnen, weswegen an dieser Stelle nur markante Werte numerisch berechnet wurden. Bei Raumtemperatur und einer Elektronendichte im Leitungsband von circa $n \approx n_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ergibt sich ein Wert von $\tau_{\text{S,e-e}}(\text{RT}) \approx 0,36 \text{ } \mu\text{s}$ und auch noch bei $n \approx n_D = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ übernimmt dieser Spinrelaxationsmechanismus nicht die dominierende Rolle mit $\tau_{\text{S,e-e}}(\text{RT}) \approx 56,5 \text{ ns} \gg \tau_{\text{S,DP}}(\text{RT})$. Aufgrund der direkten Proportionalität zur Anzahl der auftretenden Streuprozesse ist dieser Effekt natürlich stark von der inversen Elektronendichte abhängig. Bei Tieftemperatur ergibt sich ein ähnliches Bild, wobei zuerst die Elektronenkonzentration im Leitungsband n_{Lb} mit Hilfe der effektiven Zustandsdichte im Leitungsband $n_{\text{Lb,eff}}$ berechnet werden muss (z. B. [Kit96]):

$$n_{\text{Lb}} \cong \sqrt{\frac{n_{\text{Lb,eff}} n_D}{2}} \exp\left(-\frac{\varepsilon_{\text{B,Si}}}{2k_B T}\right) \ll n_D \text{ mit } n_{\text{Lb,eff}} = 2 \left(\frac{m_{\text{Lb}}^* k_B T}{2\pi \hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}}. \quad (4.47)$$

Mit diesen Parametern lassen sich sowohl die Elektronendichten als auch die dazugehörigen Spinrelaxationszeiten zu folgenden Werten errechnen, wobei n_{opt} einer typischen optisch erzeugten Elektronenkonzentration entspricht:

$T = 4 \text{ K}$	n_{Lb}	$\tau_{\text{S,e-e}}$
$n_D \approx 1,0 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$	$1,8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$	70,2 ms
$n_D \approx 1,0 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	$5,8 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$	4,9 ms
$n_{\text{opt}} \approx 1,0 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$	$1,0 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$	0,4 ms
$n_{\text{opt}} \approx 1,0 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	$1,0 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	4,3 μs

Tabelle 2: Vergleich der Spinrelaxationszeiten der Elektronen-Elektronen-Streuung und der effektiven Elektronendichten im Leitungsband für verschiedene Dotierungskonzentrationen bei Tieftemperatur.

Das bedeutet, dass selbst bei hohen Elektronenkonzentrationen im Leitungsband unter optischer Anregung sehr lange Spinrelaxationszeiten aufgrund der freien Elektronen-Elektronen-Streuung resultieren. Dieser Prozess führt also zu keiner Limitierung der Spindephasierungszeiten in GaAs.

4.3.5 Dominierende Relaxationsmechanismen für zeitaufgelöste magneto-optische Messungen

4.3.5.1 Spinaustausch-Wechselwirkungen zwischen freien und gebundenen Elektronenzuständen

Das nächste zuvor auch schon angesprochene Szenario beschreibt die Wechselwirkung zwischen einem freien Leitungsbandelektron mit einem an einen Donator gebundenen Elektron. An dieser Stelle muss aber der Hinweis erfolgen, dass hier die direkte isotrope Austauschwechselwirkung betrachtet wird, das heißt der Gesamtspin bleibt erhalten, es kommt für das komplette System zu keiner Spinrelaxation im Gegensatz zu den zuvor aufgeführten Spinrelaxationsmechanismen. Daher wird bei den folgenden Zeiten τ_i absichtlich auf das untergestellte S verzichtet, dass für Spinrelaxation steht. Auf Basis der Streutheorie von Elektronen an Wasserstoffatomen kann der Streuquerschnitt σ_{SW} und daraus die Wahrscheinlichkeit eines Spinwechsels wie folgt berechnet werden [Kav08]:

$$\sigma_{\text{SW}}(k) \approx \frac{20,6\pi a_{\text{B}}^2}{1 + (3,9ka_{\text{B}})^3} \Rightarrow w_{\text{SW}}^{\text{Dg}} = \frac{\hbar n_{\text{Lb}}}{m_{\text{Lb}}^*} \sqrt{\frac{1}{i} \sum_i (k_i \cdot \sigma_{\text{SW}}(k_i))^2} = \frac{n_{\text{Lb}}}{n_{\text{Lb,eff}}} \frac{\hbar}{\pi m_{\text{Lb}}^* a_{\text{B}}^2} Q(b)$$

$$\text{mit } Q(b) = \int_0^\infty \frac{20,6x^3}{1 + (3,9x)^3} \exp\left(-\frac{x^2}{\frac{k_{\text{B}}T}{\mathcal{E}_{\text{B,Si}}}}\right) dx \approx 0,192 \left(\sqrt{1 + \left(10 \frac{k_{\text{B}}T}{\mathcal{E}_{\text{B,Si}}}\right)^2} - 1 \right). \quad (4.48)$$

In Analogie zu der Situation bei den freien Elektronenstreuungen werden nun wieder die folgenden Fälle unterschieden: Ein Donator gebundenes Elektron vollführt erstens einen Spinwechsel mit einem freien Leitungsbandelektron, zweitens mit optisch angeregten Elektronen und drittens vollführt ein freies Elektron einen Spinwechsel durch Wechselwirkungen mit Donator gebundenen Elektronen:

$$\tau_{\text{Dg-e}^-(\text{Lb})} := (w_{\text{SW}}^{\text{Dg}})^{-1} = \frac{n_{\text{Lb,eff}}}{n_{\text{Lb}}} \frac{\pi m_{\text{Lb}}^* a_{\text{B}}^2}{\hbar Q(b)} \quad \text{bzw.} \quad \tau_{\text{Dg-e}^-(\text{opt})} = \frac{n_{\text{Lb,eff}}}{(n_{\text{Lb}} + n_{\text{opt}})} \frac{\pi m_{\text{Lb}}^* a_{\text{B}}^2}{\hbar Q(b)} \quad (4.49)$$

$$\text{und } \tau_{\text{S,e}^-\text{-Dg}} := (w_{\text{SW}}^{\text{e}^-})^{-1} = \frac{n_{\text{Lb,eff}}}{n_{\text{D}}} \frac{\pi m_{\text{Lb}}^* a_{\text{B}}^2}{\hbar Q(b)}.$$

Die Ergebnisse dieser Berechnungen für die drei besprochenen Fälle sind für tiefe Temperaturen in Abhängigkeit der Dotierungskonzentration in [Abbildung 51](#) wiedergegeben. Wie man der Abbildung entnehmen kann, sind die Austauschzeiten sehr klein, im Bereich von Piko- bis Nanosekunden. Da diese Zeiten den Korrelationszeiten für die betrachteten Spins entspricht, gilt für die Einzelspinkohärenzzeit $\tau_{\text{S,einz}}$ ungefähr: $\tau_{\text{S,einz}} \approx \tau_i \leq 1 \text{ ns}$. Dagegen haben diese Wechselwirkungen keinen Einfluss auf τ_{S} , da es zu keinem Verlust der Spinpolarisation des Ensembles kommt. Der Vergleich mit einem Elektronengas, das im Mittel keinen Gesamtimpuls besitzt und damit keinen Stromfluss darstellt, obwohl zahlreiche Stöße und damit Impulsänderungen der einzelnen Elektronen stattfinden, ist ein passendes Analogon. Interessanter Weise sind in GaAs die beiden Zeiten $\tau_{\text{S,einz}}$ für die spinbasierende Quanteninformationsverarbeitung und τ_{S} für die spintronischen Anwendungen im Falle von niedrig n -dotierten GaAs mit lokalisierten Donatorzuständen gerade gegenläufig. Das bedeutet, dass die Korrelationszeit die für die spinbasierende Quanteninformationsverarbeitung wichtige Zeitkonstante $\tau_{\text{S,einz}}$ auf die gleiche Größenordnung begrenzt, daher also eine lange Zeitkonstante wünschenswert wäre. Da-

gegen ist genau diese Korrelationszeit dafür verantwortlich, dass die Hyperfein-Wechselwirkung in niedrig n -dotiertem GaAs der dominierende Spinrelaxationsmechanismus wird, da diese Korrelationszeit mit sinkender Dotierungskonzentration stark ansteigt und somit die für die spintronischen Anwendungen relevante Zeitkonstante τ_s stark limitiert.

Insgesamt kann als Ergebnis festgehalten werden, dass die Spinaustausch-Wechselwirkung zwischen Leitungsband- und Donator gebundenen Elektronen auf einer derart kurzen Zeitskala geschieht, dass im Rahmen des Experiments von einem sofortigen „Abgleich“ des mittleren Spins zwischen diesen beiden Elektronenzuständen gesprochen werden kann. Auch wenn ein Spinrelaxationsmechanismus nur auf eines der beiden Spinsubsysteme wirken würde, führt dieser „Abgleich“ indirekt auch dazu, dass das andere Spinsubsystem von dem ursprünglich nicht geltenden Spinrelaxationsmechanismus betroffen wäre. Wird [Abbildung 50](#) mit [Abbildung 51](#) verglichen, so kann festgestellt werden, dass die Leitungsbandelektronen bei geringeren Dotierungen immer längere Spinrelaxationszeiten aufweisen würden, wohingegen für die Donator gebundenen Elektronen diverse begrenzende Spinrelaxationsmechanismen gelten. Die Spinaustausch-Wechselwirkung führt schließlich dazu, dass die Leitungsbandelektronen in diesem Fall den gleichen Begrenzungen unterliegen. Insgesamt kann also das Gesamtsystem mit *einer* Spinrelaxationszeit beschrieben werden.

4.3.5.2 Klärung unterschiedlicher Spinrelaxationszeiten im Experiment für verschiedene Elektronenzustände:

Das zuvor auf den experimentellen Ergebnissen basierende erlangte theoretische Verständnis scheint nun vorerst im direkten Widerspruch zu den experimentellen Daten aus der [Abbildung 37](#) und der [Abbildung 38](#) zu stehen, denn diese spiegeln eine sehr deutliche Abhängigkeit der Spindephasierungszeit von dem betrachteten Elektronenzustand (Anregungsenergie) wider. Für die Leitungsbandelektronen werden Spindephasierungszeiten von ungefähr $T_{2,\text{Lb}}^* \approx 1$ ns gemessen, für die Donator gebundenen Elektronenzustände dagegen deutlich längere: $T_{2,\text{Dg}}^* \approx 20$ ns $\approx 20 \cdot T_{2,\text{Lb}}^*$. Zudem sinkt die Spindephasierungszeit mit steigender Energie rapide ab. Wie lässt sich dieser Widerspruch zwischen Experiment und Theorie erklären? Der Grund liegt darin, dass das Experiment im Falle der Leitungsbandelektronen (Anregung mit Leitungsbandelektronenenergie beziehungsweise korrigiert um die Exzitonenbindungsenergie) nicht die Spinrelaxationszeit wiedergibt, sondern eine Überlagerung aus Spinrelaxations ($\tau_{s,i}$)-, optischen Rekombinations (τ_r)- und Energierelaxationszeiten ($\tau_{e,j}$).

Allgemein gilt für magneto-optische Messung der Spindynamik die folgende gemessene Relaxationszeit $\tau_{\text{S,gem}}^*$:

$$\frac{1}{\tau_{\text{S,gem}}^*} = \frac{1}{\tau_r} + \sum_i \frac{1}{\tau_{s,i}} + \sum_j \frac{1}{\tau_{e,j}} \approx \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{s,\text{dom}}} + \frac{1}{\tau_{e,\text{dom}}}, \quad (4.50)$$

wobei wie angedeutet meistens nur jeweils ein dominierender Relaxationsmechanismus ($\tau_{i,\text{dom}}$) betrachtet werden muss. Die Ladungsträgerrekombination wurde schon in Kapitel [2.2.2.3](#) besprochen und könnte bei Bedarf gut aus den Messungen extrahiert werden, wenn die mittlere Zeitkonstante entsprechend gewählt würde. Jedoch kann der Einfluss der Ladungsträgerrekombination auch mittels der optischen Anregungsdichte, die im Wesentlichen über die Laserleistung und den Grad der Fokussierung vorgegeben ist, eingestellt werden. Allgemein gilt hier die folgende Faustregel:

- Wird eine hohe optische Anregungsdichte benutzt $n_{\text{opt}} \gg n_{\text{D}}$, so resultiert dies in einem hohen Grad an Spinpolarisation:

$$P_{\text{S}} \approx \frac{n_{\uparrow,\text{opt}} - n_{\downarrow,\text{opt}}}{n_{\uparrow,\text{opt}} + n_{\downarrow,\text{opt}}} = \frac{\Delta n_{\text{opt}}}{n_{\text{opt}}} = 50 \% .$$

- Das ist gleichbedeutend mit einem großen Kerr-Rotationssignal für die Messung, jedoch wird die optische Rekombination auch hauptsächlich über die optisch erzeugten Elektronen geschehen, mit der Folge für die Messkurven, dass $\tau_{\text{S,gem}}^* \leq \tau_{\text{R}}$ gilt.
- Wird dagegen eine niedrige Anregungsdichte benutzt $n_{\text{opt}} \leq n_{\text{D}}$, so resultiert dies in einem geringeren Grad an Spinpolarisation:

$$P_{\text{S}} = \frac{(n_{\uparrow,\text{opt}} + n_{\uparrow,\text{D}}) - (n_{\downarrow,\text{opt}} + n_{\downarrow,\text{D}})}{(n_{\uparrow,\text{opt}} + n_{\uparrow,\text{D}}) + (n_{\downarrow,\text{opt}} + n_{\downarrow,\text{D}})} = \frac{\Delta n_{\text{opt}}}{n_{\text{D}} + n_{\text{opt}}} \leq 25 \%$$

- Das ist wiederum gleichbedeutend mit einem niedrigen Kerr-Rotationssignal für die Messung. Allerdings stehen nun viele Alternativen an Elektronen für die optische Rekombination zur Verfügung, mit der Folge dass die Dämpfung der Messkurven eher durch die Spinrelaxationszeit gegeben ist. Es gilt demnach:

$$\tau_{\text{S,gem}}^* \approx \tau_{\text{S}} \quad \text{mit} \quad \tau_{\text{S}}^{-1} = \sum_i \frac{1}{\tau_{\text{S},i}} . \quad (4.51)$$

Zusammenfassend bedeutet dies, dass immer eine Gratwanderung zwischen Messungen mit einem guten Signal aber starker Dämpfung beziehungsweise nicht einfach zu extrahierenden Spinrelaxationszeiten und Messungen mit einem niedrigen Signal, aber der Möglichkeit zur ziemlich direkten Evaluierung der Spinrelaxationszeit aus deren Dämpfung, vollzogen werden muss. In den hier durchgeführten Messungen wurde die optische Anregungsdichte (siehe Kapitel 3.3.1) in der Nähe beziehungsweise etwas unter der Dotierung gehalten, so dass zwar teilweise eine mittlere Zeitkonstante im Bereich einer Nanosekunde für die Auswertung unter Beteiligung der optischen Rekombination eingeführt werden musste, aber besonders die langen Spinrelaxationszeiten klar extrahiert werden konnten.

In der [Abbildung 37](#) und der [Abbildung 38](#) ist zu sehen, dass die Dephasierungszeit stark mit der Anregungsenergie des Lasers abnimmt. Dieser Effekt ist der Energierelaxation zuzuschreiben. Das bedeutet, dass zum Beispiel die zu probenden Elektronenzustände schrittweise über longitudinale optische Phononen in Portionen von $\hbar\omega_{\text{LOP}} = 36 \text{ meV}$ relaxieren können (z. B. [\[Hei04\]](#)). Falls für die Überschussenergie der Elektronen entsprechend der Verteilung der überschüssigen Laseranregungsenergie auf die Elektronen und Löcher (siehe Gleichung (4.12)) $\Delta\epsilon_{\text{kin,e}^-} < 36 \text{ meV}$ gilt, bleibt noch die Möglichkeit über eine große Anzahl akustischer Phononen zu relaxieren (z. B. [\[Mei84\]](#)). Die [Abbildung 52](#) zeigt diese Energierelaxationsprozesse in einer schematischen Darstellung.

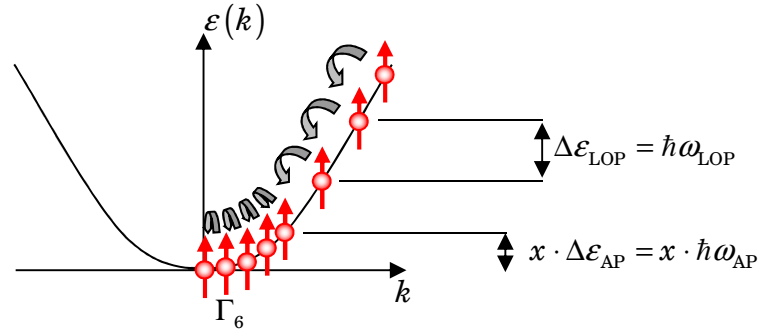


Abbildung 52: Grundsätzlicher Energielaxationsmechanismus über Phononen für Elektronen mit erhöhter Überschussenergie.

Sobald die Anregungsenergie also bei $\varepsilon_{\text{Las}} > \varepsilon_g + k_B T$ liegt, was im Bereich typischer Weise einiger meV oberhalb der Bandkantenenergie liegt, sorgen die Energielaxationsmechanismen dazu, dass die generierten Ladungsträger speziell im Falle optischer Phononen auf kurzer Zeitskala wieder zurück in das thermodynamische Gleichgewicht relaxieren. Diese Prozesse führen zu einer vermeintlichen zurückgehenden Spinpolarisation während der Messung. Dies liegt daran, dass die Anzahl der Elektronenzustände bei der benutzten Probe-Laserstrahlenergie geringer wird. Dieser Prozess ist schematisch in [Abbildung 53](#) dargestellt. Als Nebeneffekt kommt es natürlich trotzdem zu einer Verstärkung einiger Spinrelaxationsmechanismen, da die Überschussenergie mit einer erhöhten Stoßrate (z. B. EY-Effekt) und einem erhöhten Wellenvektor (z. B. DP-Effekt) einhergeht. Jedoch sind die Energielaxationsprozesse im Allgemeinen um einige Größenordnungen kürzer, in GaAs liegen sie zum Beispiel im Bereich einiger Pikosekunden für optische Phononen, so gilt $\tau_e < 10^1$ ps (z. B. [\[Lei96\]](#), [\[Lan96\]](#), [\[Pel98\]](#), [\[Del99\]](#)). Somit kann die Energielaxation die Dämpfung der Kerr-Rotationsamplitude im Falle von “hot electrons” bei Anregung mit größerer Überschussenergie dominieren. Bei GaAs im Falle von tiefen Temperaturen gilt dies zum Beispiel für die Schwerlochübergänge bzw. Leichtlochübergänge bereits bei $\varepsilon_{\text{Las}} > 1,56$ eV bzw. $\varepsilon_{\text{Las}} > 1,59$ eV (z. B. [\[Hei04\]](#)) und kann im Experiment nun als vermeintliche Spinrelaxation interpretiert werden. Es handelt sich hierbei also nicht um intrinsische Spinrelaxationsprozesse, auch wenn die Auswirkungen in Form einer kleiner werdenden Kerr-Rotationsamplitude vergleichbar sind. Somit ist die starke vermeintliche Reduzierung der Spindephasierungszeiten bei diesen Anregungsenergien, die aus den Dämpfungen der Messkurven aus [Abbildung 37](#) entnommen und in [Abbildung 38](#) aufgetragen wurden, zu erklären. Für genaue Untersuchungen dieser Prozesse und um eine Trennung von den Spinrelaxationsmechanismen zu realisieren, können zum Beispiel Zweifarben-Pump-Probe-Experimente benutzt werden, bei denen der Pump-Laserstrahl eine höhere Energie als der variable Probe-Laserstrahl hat und somit zum Beispiel die Spindynamik der energetisch relaxierten Elektronen gemessen werden können, in dem die Probe-Laserstrahlenergie auf das Bandkantenminimum gesetzt wird (z. B. [\[Hei04\]](#)).

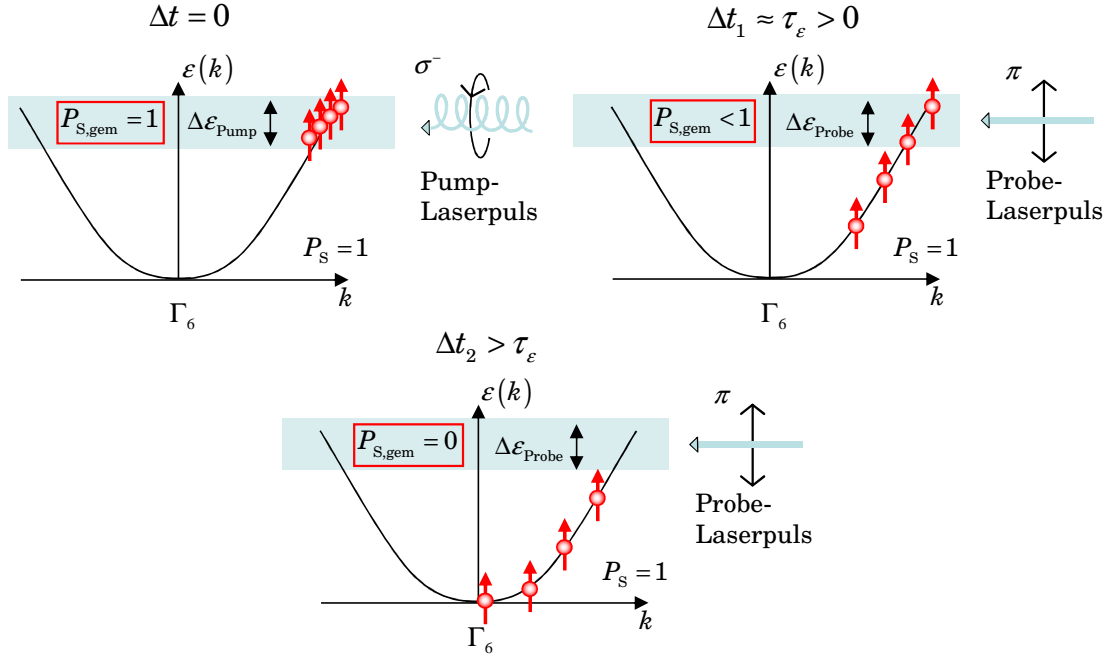


Abbildung 53: Schematische Darstellung der möglichen Fehlinterpretation von Energierelaxationsmechanismen als Spinrelaxation aufgrund gemessener reduzierter Kerr-Rotationsamplitude.

Die Frage, die es jedoch zu klären gilt, lautet, warum die Leitungsbandelektronen, die sich bereits am Bandkantenminimum befinden und daher keinen Energierelaxationsprozessen mehr unterliegen, im Vergleich zu den Donator gebunden Elektronen so deutlich geringere Spindephasierungszeiten aufweisen? Der Grund dafür liegt in der Tatsache, dass ein elementarer Energierelaxationsprozess, der Prozess des Elektroneneinfangs, noch außer Acht gelassen wurde. Analog zu den zuvor besprochenen Mechanismen führt natürlich auch dieser Energierelaxationsmechanismus zu einer möglichen Fehldeutung als Spinrelaxation. Dies liegt ebenfalls daran, dass die Anzahl der freien spinpolarisierten Elektronen im Leitungsband (Spinpolarisation des Leitungsbandes) deutlich schneller gegen Null strebt, als dies durch den intrinsischen dominierenden Spinrelaxationseffekt zu erwarten wäre. Somit ist die maximal zu messende Zeit wieder durch die kürzere Relaxationszeit limitiert, also wiederum durch einen Energierelaxationsmechanismus. Auch hier bleiben die spinpolarisierten Elektronen im System, nur existieren diese nicht mehr bei der geprobten Energie. Dieser Energierelaxationsmechanismus ist durch den Einfangprozess eines freien Leitungsbandelektrons auf einen freien Donatorplatz gegeben und damit natürlich nur für dotierte Halbleiter relevant.

Bei einem n -dotierten Halbleiter wie GaAs unterhalb des metallischen Übergangs kann bei Tieftemperatur davon ausgegangen werden, dass die Donatorzustände fast voll gefüllt sind und im Vergleich zur Dotierungskonzentration nur eine kleine Anzahl von Elektronen thermisch in das Leitungsband ionisiert werden. Ein Vergleich mit der [Tabelle 2](#) zeigt ungefähr: $n_{lb}(T = 4 \text{ K}) < 10^{-4} \cdot n_D$. Die schnelle Löcherspindephasierung nach der optischen Anregung führt allerdings dazu, dass alle Elektronenspins unabhängig von deren Ausrichtung gleichmäßig optisch rekombinieren können und damit die Spinpolarisation nicht zwangsweise aufgrund der Drehimpulserhaltung auch wieder zerstört wird. Ein Schema der verschiedenen Prozesse auf unterschiedlichen Zeitskalen, das das Bild der Spindynamik innerhalb dieser Arbeit vervollständigt, ist in [Abbildung 54](#) dargestellt. Entsprechend der [Abbildung 54](#) (von oben links nach unten rechts) folgt eine kurze Beschreibung der Vorgänge. Anfangs, vor dem Prozess der opti-

schen Anregung, befinden sich die meisten Elektronen auf den Donatorplätzen und nur ein kleiner Bruchteil ist im Leitungsband. Alle Elektronen befinden sich im thermodynamischen Gleichgewicht und es liegt keine Spinpolarisation vor. Der Pump-Laserpuls erzeugt nun optisch spinpolarisierte Ladungsträger und hinterlässt so spinpolarisierte Löcher im Valenzband und spinpolarisierte Leitungsbandelektronen zurück. Die Löcherspins dephasieren im Bereich einiger Pikosekunden und bleiben unpolarisiert zurück (siehe Kapitel 2.2.2.2). Ebenfalls auf sehr kurzer Zeitskala wird die Spinpolarisation an die Donator gebundene Elektronen weitergegeben, so dass bandunabhängig der gleiche Grad an Spinpolarisation existiert (siehe Kapitel 4.3.5.1). Der nächste Prozess der dominiert, ist die Ladungsträgerrekombination (siehe Kapitel 2.2.2.3), die zu einer nicht selektiven Rekombination zwischen den polarisierten Elektronen und unpolarisierten Löchern führt, also unabhängig von dem Leitungs- oder Donatorminiband und dem Spinzustand. Aufgrund der nun frei gewordenen Donatorplätze findet nun ein Einfang der Leitungsbandelektronen auf die leeren Donatorplätze statt. Die Zeitkonstante τ_{Einf} mit den dazugehörigen Variablen (Einfangstreuquerschnitt σ_{Einf} , thermische Geschwindigkeit v_{Th} , Kompensationsgrad k_{Dg} und Dotierungskonzentration n_{D}) ist dabei wie folgt gegeben [Kav08]:

$$\tau_{\text{Einf}} = \frac{1}{k_{\text{Dg}} n_{\text{D}} v_{\text{Th}} \sigma_{\text{Einf}}} \quad \text{mit} \quad \sigma_{\text{ein}} = \frac{8(m_{\text{Lb}}^*)^3 E_{\text{D}}^2}{3\hbar^4 \rho} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_r \epsilon_0 k_{\text{B}} T} \right)^3 \quad \text{und} \quad v_{\text{Th}} = \sqrt{\frac{8k_{\text{B}} T}{\pi m_{\text{Lb}}^*}}. \quad (4.52)$$

Bei GaAs und Tieftemperatur liegt diese Energierelaxationszeitkonstante bei ungefähr [Kav08]: $\tau_{\text{Einf}}(4 \text{ K}) \approx 1 \text{ ns}$. Die nun im Donatorminiband zurückgebliebene Elektronenspinpolarisation relaxiert von diesem Zeitpunkt an über die zahlreichen in diesem Kapitel besprochenen Spinrelaxationsmechanismen wieder zurück in das thermodynamische Gleichgewicht, wobei sich dort der Kreis zu der ursprünglichen Situation schließt.

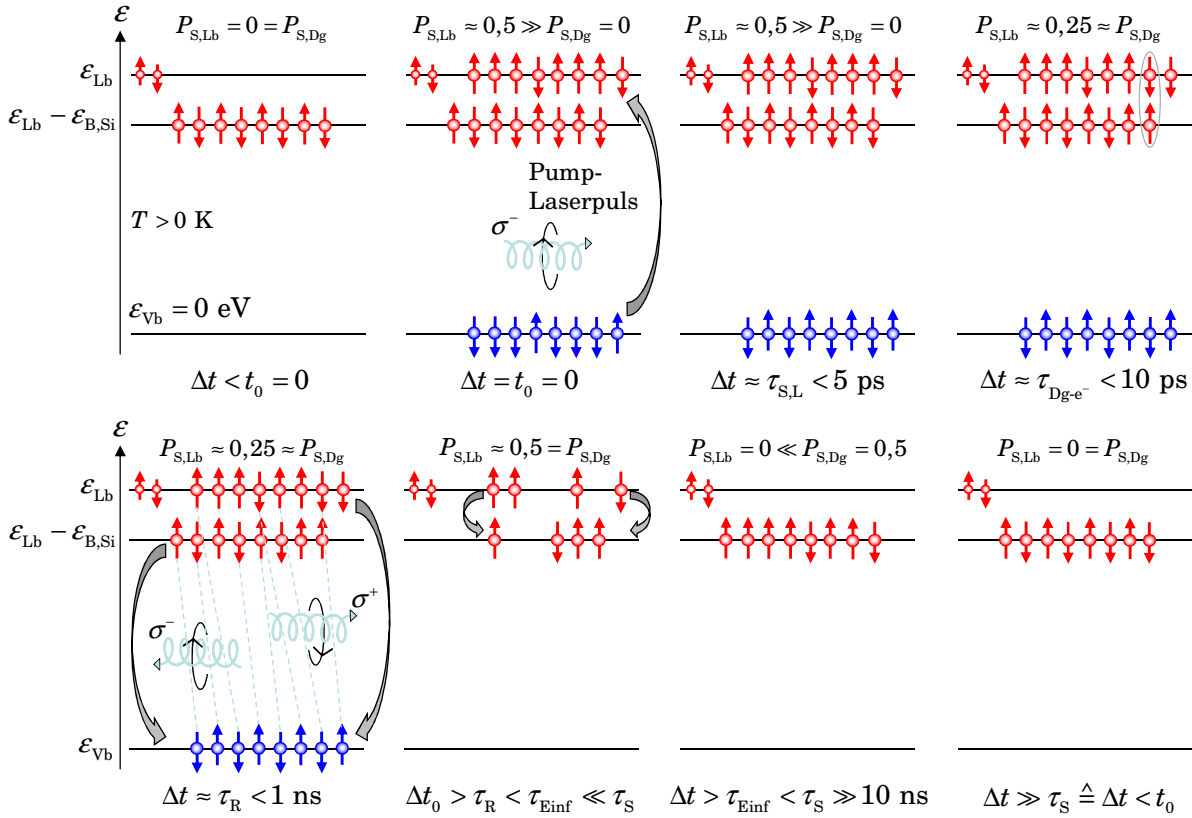


Abbildung 54: Vollständiges schematisches Bild der relevanten Prozesse bei der Spinrelaxation einer optisch erzeugten spinpolarisierten Ladungsträgerpopulation in n-dotierten GaAs (exemplarisch für $n_{opt} \approx n_D$). Von links oben nach rechts unten: Thermodynamisches Gleichgewicht, optische Ausrichtung, Löcherspindephasierung, Spinaustausch freier und lokalisierter Elektronenspins, Ladungsträgerrekombination, Einfangprozess freier Elektronen auf leere Donatorplätze, Elektronenspinrelaxation, thermodynamisches Gleichgewicht.

Diese Energielaxation ist auch der Grund für das immer schlechter werdende Signal bei den Messungen mit Überschussenergie (z. B. [Abbildung 37](#)), da kaum zu probende Elektronen an der energetisch bezogenen Messposition übrig bleiben. Der Haupteffekt besteht allerdings in der messtechnischen Limitierung der Spinrelaxationszeit für Leitungsbandelektronen durch die Energielaxationszeitkonstante des Einfangprozesses entsprechend der Gleichung (4.50). Die experimentellen Beobachtungen (siehe [Abbildung 37](#) und [Abbildung 38](#)) bezüglich der um fast zwei Größenordnungen kürzeren extrahierten Spinrelaxationszeiten für Leitungsbandelektronen im Vergleich zu den Donator gebundenen Elektronen deckt sich dabei gut mit der Zeitkonstante des Einfangprozesses von ungefähr $\tau_{Einf}(4\text{ K}) \approx 1$ ns.

Die bisherigen Erkenntnisse beziehen sich zumindest bei Tieftemperatur meistens auf den Fall ohne signifikantes externes Magnetfeld. Die Magnetfeldabhängigkeit der Spindephasierung ist bisher bewusst nicht bei Tieftemperatur betrachtet worden und wird an dieser Stelle auch nicht grundlegend im theoretischen Detail diskutiert, da diese aufgrund der Komplexität (z. B. [\[Bro02\]](#), [\[Put04\]](#), [\[Zut04\]](#)) den Rahmen sprengen würde. Die Komplexität beruht auf der Tatsache, dass speziell bei den Donator gebundenen Elektronenspins sehr facettenreiche Auswirkungen auf die Spinrelaxation stattfinden, die stark unterschiedlich für die verschiedenen Spinrelaxationsmechanismen ausgeprägt sind. Dies liegt zum einen daran, dass neue Spinrelaxationskanäle entstehen, wie zum Beispiel der starke Spinrelaxationsmechanismus der Spin-Phonon-Wechselwirkung [\[Put04\]](#), bei dem die Zeitumkehrsymmetrie durch die Vermischung verschiede-

ner Spinzustände aufgrund des externen Magnetfeldes in Verbindung mit der Spin-Bahn-Kopplung verletzt wird und so eine Spinrelaxation über akustische Phononen ermöglicht. Zum anderen sind gebundene Elektronen anfälliger sowohl für g -Faktor Anisotropien aufgrund der Verteilung der Elektronenenergie über die verschiedenen Donatorzustände als auch für lokale Magnetfeldvariationen [Zut04]. Diese Anisotropien werden sowohl durch externe Magnetfelder verstärkt, als auch durch die Austauschwechselwirkung reduziert (*“motional narrowing”*). Dazu führt die inhomogene Dephasierung bei Spinensembles zu einer „verstärkten“ Spinrelaxation.

Es zeigt sich insgesamt ein Verhalten, dass die Spindephasierungszeiten bei Tieftemperatur unter Einwirkung von externen magnetischen Feldern im Tesla-Bereich deutlich kleiner sind, also um ungefähr einen Faktor von $10^1 - 10^2$ reduziert werden ([Kik98], [Zut04]). Der starke Spinrelaxationskanal über Spin-Phonon-Wechselwirkung wird mit steigender Temperatur schwächer, hinzu kommt, dass die lokalisierten Zustände delokalisiert werden, weshalb bei steigender Temperatur anfangs eine Erhöhung der Spindephasierungszeit bis zu einem Maximum bei ungefähr $T \approx 50$ K folgt ([Kik98], [Put04]). Danach wird diese Erhöhung über der Temperatur durch den immer stärker werdenden Einfluss des DP-Spinrelaxationsmechanismus abgefangen, so dass ab ungefähr $T \approx 100$ K der Einfluss des externen Magnetfeldes nur noch eine untergeordnete Rolle spielt.

4.3.6 Möglichkeiten zur Beeinflussung der Spindephasierungszeit und des g -Faktors

Der letzte Abschnitt des Kapitels „kohärente Spindynamik in GaAs“ stellt eine Zusammenfassung der verschiedenen Möglichkeiten zur Beeinflussung zweier elementarer Parameter der Spindynamik dar. Dies ist die Spindephasierungszeit und der g -Faktor. Beide sind charakteristische Größen für die Spinpräzession. Dazu folgt eine kurze Bewertung der Beeinflussung, mit Blick auf die Tatsache, wie gezielt diese Modifikation realisierbar wäre und ob sie in beide Richtungen (Erhöhung und Erniedrigung) durchführbar wäre. Eine Veränderung der Spindephasierungszeit T_2 kann durch die nachfolgenden wichtigsten T_2 -Abhängigkeiten realisiert werden:

$$\begin{aligned}
 T_2 \text{ (Material und System)}^{(1)} \\
 T_2(n, p)^{(2)} \\
 T_2(\varepsilon_{\text{th}}(T))^{(3)} \\
 T_2 \Rightarrow T_2(\varepsilon_{\text{kin}})^{(4)} \quad . \\
 T_2(B_{\text{ges}})^{(5)} \\
 T_2(P_{\text{S,K}})^{(6)} \\
 \dots
 \end{aligned} \tag{4.53}$$

- (1) T_2 (Material und System): Eine sehr starke Abhängigkeit der Spindephasierung besteht natürlich aufgrund der Kopplung der Elektronen an die Kristallstruktur sowohl in Bezug auf die Materialien (Gitterstruktur, Bänderschema etc.) als auch bezüglich des Systems (Volumenhalbleiter, Quantenpunkte etc.), das sich wiederum in einer über mehrere Größenordnungen grundsätzlich variierenden Spindephasierungszeit zeigt (siehe z. B. Kapitel 4.3.1 und 7.2.1). So besteht zum Beispiel eine starke Beeinflussung von T_2 über eine Grenzfläche zweier Halbleitermaterialien oder -systeme beziehungsweise

se über Gradienten (z. B. Al-Konzentrationsgradient in GaAs [Sal01]). Diese Art der Beeinflussung wäre gezielt und in beide Richtungen möglich.

- (2) $T_2(n, p)$: In vielen Halbleitern, aber speziell auch in GaAs zeigt sich eine sehr starke Abhängigkeit zwischen der Spinrelaxation und der Dotierungskonzentration (siehe Kapitel 4.3.3 und 4.3.4). So eignet sich zum Beispiel ein Dotierungsgradient zur Beeinflussung der Spindephasierungszeit. Auch diese Beeinflussung wäre gezielt und in beide Richtungen möglich.
- (3) $T_2(\epsilon_{\text{th}}(T))$: Besonders mit Blick auf anwendungsrelevante Temperaturbereiche ist diese Beziehung von großem Interesse. Leider zeigt sich bei den meisten Halbleitern eine für die Anwendung ungünstige Abhängigkeit dahingehend, dass bei Raumtemperatur die Spinrelaxationsraten sehr hoch sind (siehe Kapitel 4.3.2). Zur gezielten Beeinflussung könnte eine kurzzeitige Temperaturerhöhung vorstellbar sein. Diese Art der Beeinflussung wäre langsam und gezielt im Wesentlichen nur in eine Richtung möglich.
- (4) $T_2(\epsilon_{\text{kin}})$: Die Überschussenergie beziehungsweise die kinetische Energie der Elektronen im Leitungsband bietet eine weitere Möglichkeit zur Beeinflussung der Spindephasierungszeiten (siehe Kapitel 4.3.1), wobei hier eine gezielte Beeinflussung schwierig erscheint.
- (5) $T_2(B_{\text{ges}})$: Vielfach lässt sich die Spinrelaxation deutlich mittels des externen magnetischen Feldes verstärken (siehe Kapitel 4.3.3). Diese Beeinflussung ist ebenfalls langsam und sinnvoll nur in eine Richtung möglich, aufgrund einer Verringerung der Spindephasierungszeit bei angelegten Magnetfeldern, mit der Ausnahme, wenn $B_{\text{ges}} \neq 0$ den Ausgangszustand darstellt.
- (6) $T_2(P_{\text{S,K}})$: Da in speziellen Bereichen der Dotierungskonzentration die Kernspins eine dominierende Rolle bei der Spinrelaxation übernehmen, erscheint auch mit dem Grad der Kernspinpolarisation eine Beeinflussung möglich (siehe Kapitel 5.5.2). Diese Art der Beeinflussung wäre ebenfalls langsam, da sie an die Zeitskala der Kernspins geknüpft ist. Eine Beeinflussung in beide Richtungen wäre vorstellbar, wenn eine intrinsische Kernspinpolarisation zum Beispiel im Falle magnetischer Halbleiter vorhanden wäre.

In Analogie zu den Möglichkeiten einer Beeinflussung der Spindephasierungszeiten lassen sich ähnliche Abhängigkeiten auch für den elementaren Parameter des g -Faktors finden, der direkt in die Larmorfrequenz eingeht:

$$\begin{aligned}
 g(\text{Material und System})^{(1)} \\
 g \Rightarrow \begin{aligned} &g(\epsilon_{\text{kin}})^{(2)} \\ &g(\epsilon_{\text{th}}(T))^{(3)} \\ &g(n, p)^{(4)} \\ &\dots \end{aligned} \tag{4.54}
 \end{aligned}$$

- (1) $g(\text{Material})$: An dieser Stelle gelten die gleichen Grundlagen in Analogie zur Spindephasierung, es besteht also eine sehr starke Abhängigkeit des g -Faktors in Bezug auf die Materialien und des Systems. Es existieren Unterschiede über mehrere Größenordnungen (z. B. Faktor 5 zwischen GaAs (Kapitel 4.3.1) und ZnCdMnSe (Kapitel 7.2.1)). Es besteht daher die Möglichkeit über Grenzflächen und Gradienten (z. B. Al-Konzentrationsgradient in GaAs [Sal01]) den g -Faktors gezielt zu beeinflussen. Diese Art der Beeinflussung wäre gezielt und in beide Richtungen möglich.

- (2) $g(\varepsilon_{\text{th}}(T))$: Auch der g -Faktor besitzt eine Temperaturabhängigkeit, die jedoch nicht so stark ausgeprägt ist, wie die Abhängigkeit bei den Spindephasierungszeiten (siehe Kapitel 4.3.2). Zur Beeinflussung könnte ebenfalls eine kurzzeitige Temperaturerhöhung vorstellbar sein. Diese Art der Beeinflussung wäre langsam und gezielt im Wesentlichen nur in eine Richtung möglich.
- (3) $g(\varepsilon_{\text{kin}})$: In GaAs wird zum Beispiel der g -Faktor mit der Überschussenergie beziehungsweise der kinetische Energie der Elektronen im Leitungsband kleiner und bietet daher eine Möglichkeit einer Beeinflussung (siehe Kapitel 4.3.1), wobei hier wiederum eine gezielte Beeinflussung schwierig erscheint.
- (4) $g(n,p)$: Unter normalen Bedingungen ist diese Abhängigkeit nicht sonderlich stark ausgeprägt aber dennoch zum Beispiel in GaAs vorhanden. Zur gezielten Beeinflussung sicherlich ungeeignet.

5 Modifizierung der kohärenten Spindynamik in Hybridsystemen

Im vorherigen Kapitel 4 wurde die kohärente Dynamik von Elektronenspins unter anderem in verschieden starken externen Magnetfeldern und unterschiedlichen Temperaturbereichen ausgiebig diskutiert und mündete in einem konsistenten Bild zwischen dem Experiment und der Theorie der Spindynamik in GaAs. In dem folgenden Abschnitt dagegen steht eine gezielte *Beeinflussung* der kohärenten Spindynamik in GaAs mittels mikro- und nanostrukturierten Ferromagneten und Metallen im Vordergrund. Dazu wird die kohärente Spindynamik in speziellen entwickelten GaAs-Hybridsystemen studiert. Folgende Aspekte werden dabei diskutiert:

- Wie kann die kohärente Spindynamik beeinflusst werden?
- Strukturierung und Herstellung von Hybridstrukturen
- Erzeugung maßgeschneiderter magnetischer und elektromagnetischer Felder mittels mikrostrukturierter Ferromagnet- und Leiterbahnstrukturen
- Beeinflussung und Manipulation der kohärenten Spindynamik mittels mechanischer Verspannungen, ferromagnetischer Streufelder, polarisierter Kernspins und elektromagnetischer Felder

5.1 Möglichkeiten der Beeinflussung kohärenter Spinpräzessionen

Prinzipiell existieren zwei grundsätzliche Möglichkeiten die kohärente Spindynamik zu beeinflussen. Zum einen kann eine Modifizierung an einer *festen* Position vollzogen werden, an der die Größe der Modifizierung kontrolliert beeinflusst werden kann. Zum Beispiel könnte ortsfest die Größe der Beeinflussung von Null bis zu einem Maximalwert variiert werden. Ein Festplatten-Schreibkopf stellt zum Beispiel eine derartige Manipulationsmöglichkeit dar, da dieser ortsfest die Höhe seines Magnetfelds zum Schreiben variieren kann. Zum anderen kann die Größe der Beeinflussung *ortsabhängig* sein, also variiert die Größe der Modifizierung über den Ort und besitzt im Gegensatz zum ersten Fall jeweils einen konstanten nicht änderbaren Wert an jeder Ortsposition. Somit müssen die Spinzustände je nach gewünschter Stärke der Beeinflussung entsprechend der örtlichen Abhängigkeit der Beeinflussung transportiert werden. Ein Schwerpunkt dieser Arbeit, die Modifikation der kohärenten Spindynamik mittels magnetischer Streufelder, basiert zum Beispiel auf diesem zweiten Prinzip. Häufig lassen sich auch Kombinationen dieser beiden Prinzipien finden. Das Beispiel eines Spintransistors in Analogie zum mikroelektronischen Feld-Effekt-Transistor würde einer Kombination der beiden Prinzipien entsprechen, aufgrund der Tatsache, dass die Spins sowohl zu dem Ort der Manipulation transportiert werden müssten, als auch, dass der Grad der Beeinflussung über die angelegte Spannung gesteuert werden kann.

Diese grundsätzlichen Möglichkeiten der Modifikation kohärenter Spinzustände lassen sich weiter aufteilen und zwar nach dem Prinzip der Beeinflussung. Die Ausrichtung ϕ_s einer Spinpolarisation ist zum Beispiel für einen Anfangszustand $\phi_0 = 0$ gegeben durch: $\phi_s = \omega_L \Delta t$. Hieraus wird ersichtlich, dass es also zwei Stellgrößen zur gezielten Beeinflussung der Ausrichtung (Projektion) kohärenter Spinzustände gibt. Zum einen könnte die Ausrichtung dadurch geändert werden, die sich die Larmorfrequenz ändert und zum anderen könnte die Verweildauer Δt innerhalb der Präzessionszone beeinflusst werden. Zum Beispiel würde eine konstante Larmorfrequenz für eine begrenzte Zeit Δt zu einer kohärenten Drehung der Spinpolarisation führen. Exemplarisch könnte eine positive Spinpolarisationsausrichtung den Logikzustand „1“ darstellen. Für den Logikzustand „0“ könnte zum Beispiel die Spinpolarisation in die Ebene ($\pi/2$) oder nach unten (π) kontrolliert rotiert werden, indem eine konstante Präzessionsfrequenz einen von der Dauer geeigneten Zeitraum wirken kann. Ebenso könnte zum Beispiel an einem *festen* Zeitpunkt im Normalfall eine bestimmte Ausrichtungen wie in etwa Spin-oben vorherrschen ($\omega_L = \omega_{L,1}$ mit $\omega_{L,1} \geq 0$) und durch eine Manipulation der kohärenten Spindynamik ($\Delta\omega$) könnte nun zu diesem Zeitpunkt ein anderer Spinzustand vorliegen ($\omega_L = \omega_{L,1} + \Delta\omega$). Somit soll zum Beispiel bei dem Vorschlag von Datta und Das ein Spinmodulator [Das90] realisiert werden, in dem bei ausreichend langer Spindephasierungszeit eine Erhöhung der Larmorfrequenz zu einer einfachen oder vielfachen Drehung von π führen soll, somit also ein Schalten zwischen den Zuständen Spin-oben und Spin-unten vollführt werden könnte.

Hinzu kommt die Möglichkeit eine Spinpolarisationsausrichtung mittels einer Beeinflussung der Spindephasierungszeit zu manipulieren. So könnte eine im Normalfall kurzweilige Ausrichtung (kurze Spindephasierungszeit) verlängert oder eine langlebige Ausrichtung gezielt zerstört werden. Letzteres entspricht dabei einem nicht reversiblen Prozess. Damit könnte der Logikzustand „1“ auch über eine deutliche Verkürzung der Spindephasierungszeit realisiert werden. In Verbindung mit einer spinabhängigen Energiebarriere, bedeutet dies, dass eine vorhandene vollständige Spinpolarisation eine Barriere nicht überwinden kann und damit einem Schaltungszustand entspricht (Aus-Zustand). Würde nun die Spindephasierungszeit derart modifiziert werden, dass eine ins thermodynamische Gleichgewicht zerfallende Spinpolarisation vorliegt, so könnte ungefähr die Hälfte der Spins die Barriere nun überwinden und dementsprechend den anderen Zustand darstellen (An-Zustand). Dieses Prinzip entspricht dem Vorschlag von Hall und Flatte [Hal06]. Natürlich können auch beide Variablen gleichzeitig variiert werden, beziehungsweise sind sogar teilweise direkt miteinander verknüpft (z. B. über das Magnetfeld $T_2(B)$).

In dieser Arbeit werden viele verschiedene Möglichkeiten zur Beeinflussung der kohärenten Spindynamik beziehungsweise zum grundsätzlichen Verhalten dieser beiden Parameter (Larmorfrequenz und Spindephasierungszeit) ausgelotet. Die Larmorfrequenz ist bekanntlich neben Konstanten durch zwei Variablen gegeben, dem g -Faktor und dem gesamten Magnetfeld \mathbf{B}_{ges} , die in erster Linie unabhängig voneinander sind. Der vorletzte Abschnitt 4.3.6 behandelte dabei die Möglichkeiten der Beeinflussung der Parameter Spindephasierungszeit T_2 und g -Faktor. Der nun folgende Abschnitt widmet sich dagegen ausschließlich dem Parameter des magnetischen Feldes. Effektive Felder können dabei als reine Magnetfelder betrachtet werden. Das Magnetfeld besitzt oft auch einen Einfluss auf die Spindephasierung und ist damit keine vollständig unabhängige Variable (z. B. Kapitel 4.3.3).

Eine Veränderung der Larmorfrequenz ω_L lässt sich mittels der folgenden Abhängigkeiten durchführen:

$$\omega_L = \frac{\mu_B}{\hbar} g B_{\text{ges}} \quad \text{mit } \mathbf{B}_{\text{ges}} = \mathbf{B}_{\text{int}} + \mathbf{B}_{\text{ext}} = \mathbf{B}_{\text{eff}}(\mathbf{k})^{(1)} + \mathbf{B}_{\text{eff,K}}^{(2)} + \mathbf{B}_{\text{eff,int}}^{(3)} + \mathbf{B}_{0,\text{ext}}^{(4)} + \mathbf{B}_{\text{Lokal}}^{(5)} + \dots \quad (5.1)$$

- (1) $\mathbf{B}_{\text{eff}}(\mathbf{k})$: Das intrinsische effektive Magnetfeld basierend auf der Spin-Bahn-Kopplung kann zum Beispiel mittels externer elektrischer Felder manipuliert werden (siehe Kapitel 2.1.2.1). Diese Manipulation kann gezielt und in beide Richtungen vorgenommen werden.
- (2) $\mathbf{B}_{\text{eff,K}}$: Eine Kernspinpolarisation übt mit Hilfe der Hyperfein-Austausch-Wechselwirkung ein effektives internes Magnetfeld auf die Elektronenspin aus, mit dessen Hilfe eine Beeinflussung der Larmorfrequenz möglich ist (siehe Kapitel 5.5.2). Diese Art der Beeinflussung ist im Prinzip langsam, könnte aber in Verbindung mit einem Transport der Spins in das effektive Magnetfeld der Kerne interessant sein.
- (3) $\mathbf{B}_{\text{eff,int}}$: Interne Magnetfelder, die auf identischen Prinzipien wie die intrinsischen Felder (1) beruhen (Spin-Bahn-Kopplung plus elektrisches Feld), aber mit Hilfe von Verspannungen (siehe Kapitel 5.4.1) deutlich erhöht und manipuliert werden können. Sie sind in ihrer Größe teilweise beachtlich und stellen eine starke Beeinflussung der Larmorfrequenz dar. Die Verspannung gezielt zu kontrollieren (z. B. mechanisch [Kno06]) ist allerdings schwierig und langsam. Allerdings könnte wieder der Transport von Spins in das Gebiet mit starker Verspannung für eine Beeinflussung genutzt werden.
- (4) $\mathbf{B}_{0,\text{ext}}$: Die einfachste Art der Beeinflussung einer Spindynamik ist natürlich ein externes Feld anzulegen, aufgrund der Nichtlokalität dieses Feldes und dem daraus resultierenden gleichen Einfluss auf alle Spins in dem System ist diese Art der Modifikation gemäß der Definition am Anfang des Kapitels keine wirklich nutzbare Möglichkeit der Manipulation (siehe z. B. Kapitel 4.3).
- (5) $\mathbf{B}_{\text{Lokal}}$: Eine ausgezeichnete Möglichkeit der Manipulation der kohärenten Spindynamik dagegen bietet die Option, externe magnetische Felder so lokal anzulegen, so dass ein lokal begrenzter Einfluss ermöglicht wird. Dieser Ansatz kann mittels mikro- und nanostrukturierten Ferromagneten und elektrischen Leiterbahnen auf dem Halbleiter realisiert werden (siehe z. B. Kapitel 5.4.2 und 5.5.3). Eine gezielte Manipulation ist bei den Ferromagneten allerdings auch nur in Verbindung mit dem Spintransport möglich. Das magnetische Feld der Leiterbahnen allerdings lässt sich gezielt und in beide Richtungen kontrollieren.

5.2 Mikro- und Nanostrukturierung von Hybridsystemen

In dem folgenden Abschnitt soll die Strukturierung der Proben behandelt werden. Für alle Hybridsysteme, das heißt die Ferromagnet-Halbleiter-Hybridsysteme und die Mikroleiterbahnen beziehungsweise die kontaktierten Proben zum Spintransport ist eine Lateralstrukturierung notwendig. Die dabei benutzten Prozessschritte entsprechend weitgehend den üblichen Standards im Bereich der Strukturierung von Halbleitern. Dieser Abschnitt ist allgemein gehalten, die Anwendungs- und Probenspezifischen Details beziehungsweise Abweichungen finden sich in den entsprechenden Kapiteln, in denen das spezielle Hybridsystem konkret diskutiert wird. Die Strukturierung der GaAs-Proben wurde bis auf die Permalloy-Strukturen im Lehrstuhl Werkstoffe der Elektrotechnik der Universität Duisburg-Essen durchgeführt. Die Permalloy-Strukturierung wurde in Kooperation mit dem Lehrstuhl für Werkstoffe und Nanoelektronik der Ruhr-Universität-Bochum bewerkstelligt.

Bei dem Halbleiter GaAs handelt es sich auch um ein prozesstechnisch gut bekanntes System, so dass eine hohe Oberflächenqualität erreichbar ist und damit Haftungsprobleme minimiert werden können. Einzig der *“lift-off”*-Prozess gestaltet sich mit zunehmender Optimierung der Ferromagnetstrukturen schwieriger. Wie in dem Kapitel 5.3.1 beschrieben, besteht ein direkter Zusammenhang zwischen der Höhe und dem lateralen Abstand der aufgetragenen Strukturen zu der Größe des Streufeldeffekts. Somit besteht aus technologischer Sicht genau hier die Herausforderung, die Parameter dahingehend zu optimieren, dass die Strukturhöhe maximal wird, bei gleichzeitiger Minimierung des Abstandes. Schlussendlich wird zur Messung eine lackfreie Oberfläche benötigt, die über einen erfolgreichen *“lift-off”*-Prozess garantiert werden muss. Die genauen Abmessungen der Strukturen werden an entsprechender Stelle vorgestellt, hier geht es vorrangig um den allgemeinen Herstellungsprozess.

Die Prozessschritte sind nun im Einzelnen zuerst das Reinigen der Probe, bevor der Lack aufgeschleudert werden kann. Dazu wird die Probe jeweils zwei Minuten in siedendem Chloroform, anschließend in siedendem Aceton und letztendlich in siedendem Methanol gereinigt. Auf die saubere Oberfläche wird daraufhin eine im niedrigen Prozentbereich verdünnte Lösung bestehend aus einem Festkörperanteil Polymethylmethacrylat (PMMA-Positivlack AR-P 671, 950 kg/mol, Firma Allresist) und dem Verdünner Chlorbenzol bei einer Umdrehungszahl von 6000 U/min aufgeschleudert (1). Der Lackfestkörperanteil variiert dabei mit der erwünschten Lackhöhe, z. B. wurde eine 7 %-ige Lösung aufgeschleudert, um eine effektive Lackhöhe von 800 nm zu realisieren. Grundsätzlich gilt ungefähr ein Verhältnis von Lackdicke zur gewünschten Strukturhöhe von 3:1. Danach folgt ein Ausbacken auf einer Heizplatte von ungefähr zwei Minuten.

Im nächsten Schritt erfolgt die Belichtung im Rahmen der Elektronenstrahl-Lithographie (2). Dabei wird in Schreibfeldern von circa $100\text{ }\mu\text{m} \cdot 100\text{ }\mu\text{m}$ mittels eines beschleunigten Elektronenstrahls (REM) die Struktur seriell in den Lack geschrieben. Typischer Weise werden circa 8 Reihen und 8 Spalten, also insgesamt 64 Strukturen zum Beispiel mit verschiedenen Abmessungen auf eine Probe geschrieben. Bei der Belichtung des Lackes werden die Bindungen der organischen Moleküle, die aus langen Ketten bestehen, aufgebrochen und es können anschließend die bestrahlten Bereiche entfernt werden. Zur Entfernung wird einige Minuten lang ein

Entwickler (AR 600-56, Firma Allresist) benutzt, der anschließend wieder mittels Isopropanol ausgewaschen wird (3).

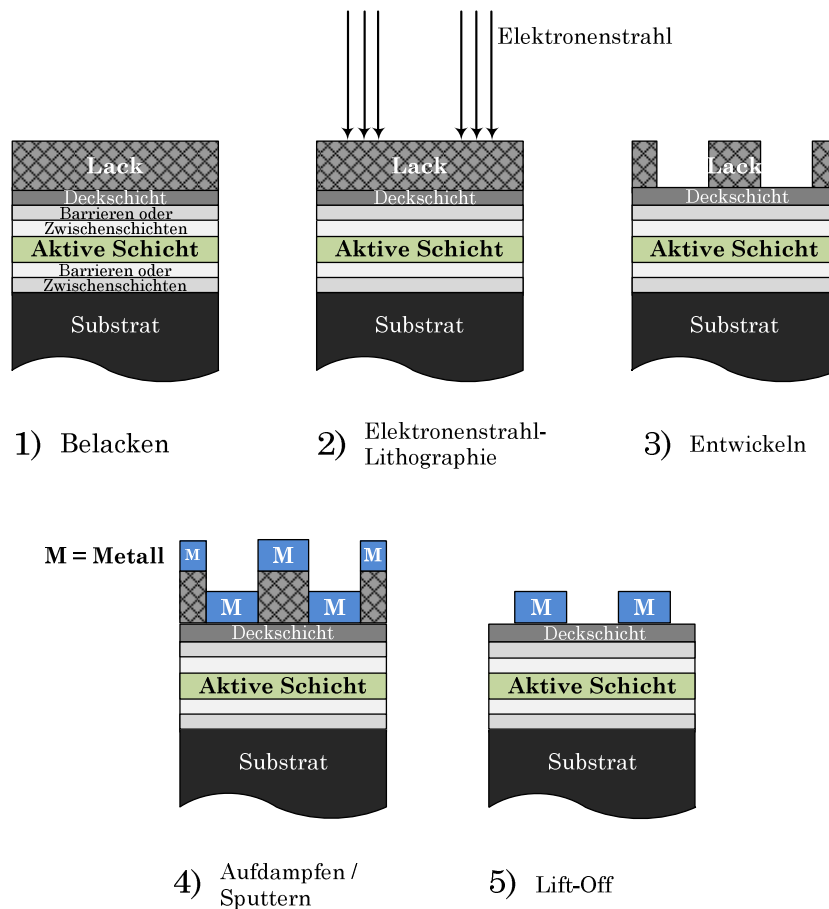


Abbildung 55: Die einzelnen Prozessschritte bei der Herstellung von Metall-Halbleiter-Hybridsystemen. Beschreibung siehe Text.

Je nach Anwendungszweck wird nun entweder ein Metall (z.B. Gold (Au) oder Titan (Ti) als Haftvermittler) oder ein metallischer Ferromagnet (z. B. Cobalt (Co) oder Permalloy (Py)) aufgebracht (4). Von der Art des Materials hängt es daraufhin auch ab, ob die Materialauftragung mittels thermischer Verdampfung, Elektronenstrahl-Verdampfung oder dem „sputter“-Verfahren erfolgt. Bei der Elektronenstrahl-Verdampfung wird das aufzutragende Material lokal mittels eines Elektronenstrahls bis zur Gasphase erhitzt, im Gegensatz zum thermischen Verdampfen, bei dem einfach stromdurchflossene Heizwendeln zum Einsatz kommen. Bei dem „sputter“-Verfahren wird das aufzubringende Material durch Beschuss mit energiereichen Ionen in die Gasphase gebracht. Die Höhe der aufgetragenen metallischen Schichten variiert dabei zwischen ungefähr 70 – 350 nm. Teilweise folgte noch ein weiterer Aufdampfprozess, zum Beispiel mit Chrom als Deckschicht, um eine Oxidation zu verhindern. Der abschließende Prozess ist der sogenannte „lift-off“, bei dem alle Lackreste entfernt werden, insbesondere auch die Lackreste, auf denen Metall abgeschieden wurde. Dazu wird die Probe in dem Lösungsmittel 1-Methyl-2-Pyrrolidon auf eine Heizplatte einige Minuten lang auf ungefähr 80 °C erhitzt. Zudem wird je nach Situation ein Wärme regulierendes Ultraschallbad zur Hilfe genommen, um speziell die kleinsten Lackreste zu entfernen und eine saubere Oberfläche auch zwischen den Strukturen zu gewährleisten.

5.3 Generierung maßgeschneiderter magnetischer Felder auf Submikrometerskala

Nachdem in dem vorangegangenen Kapitel 5.1 sich das magnetische Feld als direkte Option zur Beeinflussung kohärenter Spinzustände herausstellte, werden im Folgenden die zwei grundlegenden Möglichkeiten, um ein magnetisches Feld zu generieren, untersucht. Zum einen kann dies mittels eines Ferromagnetes realisiert und zum anderen mit Hilfe eines durch einen Stromfluss induzierten elektromagnetischen Feldes durchgeführt werden. Dass mittels externer magnetischer Felder die Spindynamik beeinflusst werden kann, wurde schon in zahlreichen Messungen gezeigt (siehe Kapitel 4.3). Jedoch wirkt diese Beeinflussung gleichmäßig auf das komplette Spinensemble. Wenn die Absicht in einer gezielten Beeinflussung der kohärenten Spindynamik liegt, wird damit die Tatsache verbunden, dass die Spindynamik um einen vorgegebenen Wert, oftmals auch nur sehr lokal begrenzt, modifiziert wird. Im absoluten Idealfall könnte also zum Beispiel zwischen dem Zustand Spin-oben und Spin-unten ausgewählt werden, in Analogie zu einer Schaltfunktion. Der Ansatz der im Rahmen dieser Arbeit verfolgt wird, besteht darin, die direkte Kopplung der Spins beziehungsweise deren magnetischer Momente an magnetische Felder auszunutzen und über strukturierte Ferromagnete und Leiterbahnen im Mikro- und Nanometer-Bereich lokal stark begrenzte magnetische Felder zu erzeugen. Mit Hilfe dieses (zusätzlichen) lokalisierten Magnetfeldes kann dementsprechend die kohärente Spindynamik an genau den Stellen im Halbleiter-Hybridsystem beeinflusst werden, an denen sich diese Mikrostrukturierungen befinden.

5.3.1 Das magnetische Streufeld von mikrostrukturierten Ferromagneten

Um die entsprechende Zielsetzung zu erreichen, ist daher natürlich der erste Schritt, das zu erwartende Streufeld zu berechnen, um mit Hilfe von maßgeschneiderten Strukturen maximale Effekte zu generieren. In Analogie zur elektrostatischen Beschreibung wird in der Magnetostatik oftmals das Konzept der „magnetischen Ladungen“ (z. B. [Roy92], [Hal07]) benutzt, das den Vorteil zu Nutze macht, dass häufig die gleichen Lösungsstrategien verfolgt werden können. Für zeitunabhängige Problemstellungen ohne elektrische Ströme und ohne zeitlich variable elektrische Verschiebungsdichten, lautet die vierte Maxwell-Gleichung ([Jac06]) in differentieller Form für die magnetische Feldstärke: $\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} + \partial \mathbf{D} / \partial t = 0$. Damit entspricht \mathbf{H} einem konservativen Vektorfeld und es lässt sich wie folgt ein magnetisches Skalarpotential definieren: $\nabla \times \mathbf{H} = 0 \Rightarrow \mathbf{H} = -\nabla \Phi_{\text{M}}$. Nun kann darauf die Divergenz angewandt und die zweite Maxwell-Gleichung ([Jac06]) $\nabla \cdot \mathbf{B} = \nabla \cdot \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M}) = 0$ ausgenutzt werden, was schließlich zu folgendem Resultat führt:

$$\nabla \cdot \nabla \Phi_{\text{M}} = \Delta \Phi_{\text{M}} = -\nabla \mathbf{H} = \nabla \mathbf{M} := -\rho_{\text{M}}. \quad (5.2)$$

Die Problemstellung der Berechnung von magnetischen Streufeldern für eine vorgegebene „magnetische Ladungsverteilung $\rho_{\text{M}}(\mathbf{r}')$ “ ist nun mathematisch äquivalent zu der elektrischen Feldverteilung einer elektrischen Ladungsverteilung ([Ibr95], [Rei98]):

$$\mathbf{H}_{\text{Streu}}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \int \frac{\rho_{\text{M}}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} (\mathbf{r} - \mathbf{r}') d\mathbf{r}'. \quad (5.3)$$

Eine Aufteilung in die magnetische Ladungsdichte im Inneren des quaderförmigen Ferromagneten und in die Flächenladungsdichte an der Oberfläche des Ferromagneten und dazu die Anwendung des Satzes von Gauß führt bei einem homogen magnetisierten Magneten dazu, dass nur die „ungepaarten magnetischen Dipole“ auf der Oberfläche des Ferromagneten das magnetische Streufeld verursachen. Das bedeutet nun, dass in dem Spezialfall des homogenen magnetisierten Ferromagneten entlang einer Symmetrieachse sich die Berechnung des magnetischen Streufeldes mathematisch auf die Berechnung der elektrischen Feldverteilung eines geladenen Plattenkondensators (z. B. [Hal09]) reduziert. Dementsprechend sind die Streufeldkomponenten H_{Streu}^i mit $i = x, y, z$ für einen in x -Richtung (siehe auch [Abbildung 56](#)) magnetisierten Ferromagneten wie folgt gegeben:

$$H_{\text{Streu}}^i(\mathbf{r}) = \frac{M_x}{4\pi} \left(\frac{f_{\frac{b}{2}, \frac{l}{2}, d}^i(\mathbf{r}) + f_{\frac{b}{2}, -\frac{l}{2}, 0}^i(\mathbf{r}) - f_{\frac{b}{2}, \frac{l}{2}, 0}^i(\mathbf{r}) - f_{-\frac{b}{2}, \frac{l}{2}, d}^i(\mathbf{r})}{f_{-\frac{b}{2}, -\frac{l}{2}, 0}^i(\mathbf{r}) + f_{\frac{b}{2}, -\frac{l}{2}, d}^i(\mathbf{r}) + f_{\frac{b}{2}, \frac{l}{2}, 0}^i(\mathbf{r})} \right) \text{ mit} \quad (5.4)$$

$$f_{x_0, y_0, z_0}^x(\mathbf{r}) = \arctan \left(\frac{(y - y_0)(z - z_0)}{(x - x_0) \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2}} \right) \text{ bzw.}$$

$$f_{x_0, y_0, z_0}^y(\mathbf{r}) = -\ln \left(z - z_0 + \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2} \right) \text{ und}$$

$$f_{x_0, y_0, z_0}^z(\mathbf{r}) = -\ln \left(y - y_0 + \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2} \right).$$

Wie der Gleichung zu entnehmen ist, besteht die Möglichkeit, eine analytische Beziehung für die magnetische Streufeldverteilung anzugeben. Diese ist nur abhängig vom Ort \mathbf{r} , der Magnetisierung M_x und den Abmessungen des Ferromagneten x_0, y_0, z_0 mit der Breite b in x -Richtung, der Länge l in y -Richtung und der Dicke d in z -Richtung ist, wobei das Koordinatensystem in die Grundflächenmitte des Ferromagneten ($b/2, l/2$ und 0) gesetzt wird. Durch zyklische Vertauschungen der Integrationsgrenzen und Koordinaten können Lösungen für Magnetisierungen entlang der übrigen markanten Richtungen y, z erarbeitet werden. Dementsprechend können für viele geometrische Formen explizite Berechnungen analytisch vorgenommen werden. Die [Abbildung 56](#) zeigt die zweidimensionale magnetische Streufeldverteilung (x - z -Ebene) für die zwei Fälle eines in x - und eines in z -Richtung magnetisierten Ferromagneten mit den Abmessungen (Breite $b = l = 1 \mu\text{m}$ und Dicke $d = 100 \text{ nm}$), wobei dies ein Querschnitt durch das Zentrum des Magneten darstellt.

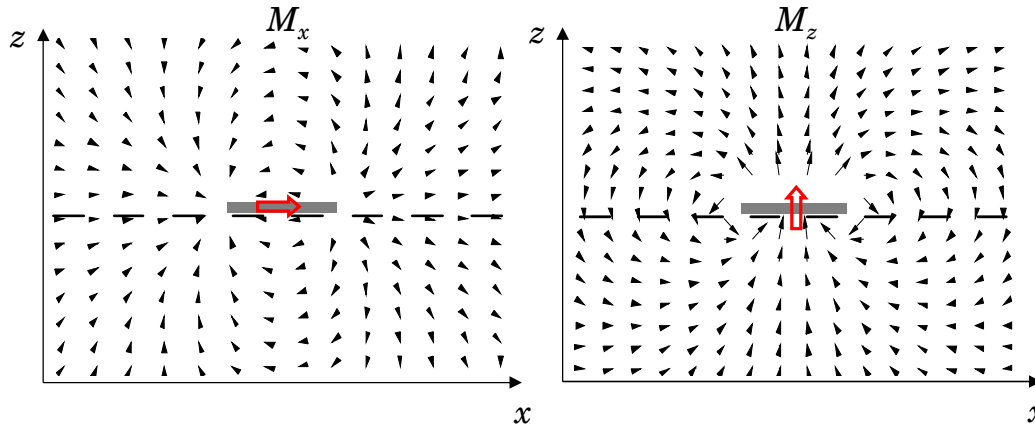


Abbildung 56: Zweidimensionale Modellierung des berechneten magnetischen Streufeldes für einen in der Ebene (links) und aus der Ebene magnetisierten Ferromagneten mit den Abmessungen in x -, y -, und z -Richtung ($b = 1 \mu\text{m}$, $l = 1 \mu\text{m}$, $d = 100 \text{ nm}$). Die gestrichelten Linien deuten eine exemplarische Tiefe von $t = 25 \text{ nm}$ unterhalb des Ferromagneten an.

Liegt die Magnetisierung in der Ebene der Oberfläche des Ferromagneten (x - und y -Richtung), so wird von einer „in-plane“ und im Fall einer Magnetisierung, die senkrecht zur Oberfläche (z -Richtung) orientiert ist, von einer „out-of-plane“ Magnetisierung gesprochen. In dem linken Teil von [Abbildung 56](#) ist der Ferromagnet entlang der x -Richtung magnetisiert, was in der Tatsache resultiert, dass negative (bezogen auf die Magnetisierung) „in-plane“ Werte direkt unter und über dem Ferromagneten und positive Werte neben den Magneten auftreten. Deutliche Werte aus der Ebene dagegen treten nur sehr begrenzt um die Randbezirke auf. Genau spiegelverkehrt ist die Situation in dem rechten Teil von [Abbildung 56](#), da hier die positiven Werte aus der Ebene nur direkt über und direkt unter dem in z -Richtung magnetisierten Ferromagneten und ansonsten negative Werte auftreten, wohingegen markante Werte in der Ebene nur an den Rändern vorkommen. Noch deutlicher sind die soeben beschriebenen Erkenntnisse in [Abbildung 57](#) ersichtlich, in der eine explizite Auftrennung der beiden Streufeldkomponenten in x - und z -Richtung für eine exemplarische Tiefe von $t = 25 \text{ nm}$ (z. B. Hybridstruktur in Kapitel [7.1](#)) in negativer z -Richtung dargestellt wird. Diese negative z -Richtung entspricht also dem Abstand von der aktiven Schicht, in der die Spindynamik gemessen wird, zu den Ferromagneten.

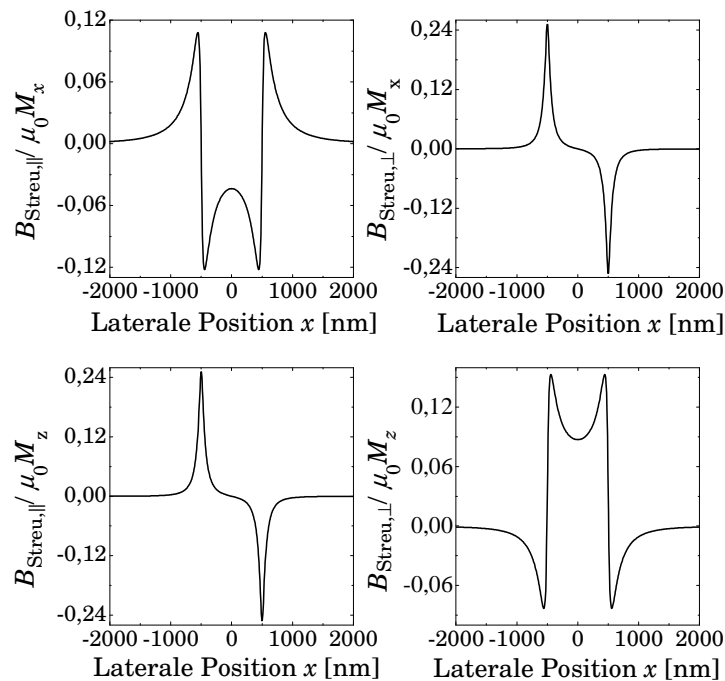


Abbildung 57: Das analytisch berechnete magnetische Streufeld für in x -Richtung (oben) und z -Richtung (unten) magnetisierte Ferromagneten in einer Tiefe entsprechend der gestrichelten Linie aus [Abbildung 56](#). Dargestellt ist jeweils das Streufeld parallel (links) und senkrecht (rechts) zur Probenoberfläche.

Als Resultat kann festgehalten werden, dass je nach Art des gewünschten Streufeldes, die entsprechende Geometrie gewählt werden muss. Sind magnetische Felder in der Ebene erwünscht, so muss auch der Ferromagnet in diese Richtung magnetisiert werden. Gleiches gilt für Streufelder mit erwünschter “out-of-plane” Komponente. Neben den Ferromagneten ist dabei die Richtung des Streufeldes immer entgegengesetzt zu der Situation direkt über und unter dem Magneten. Die Stärke des Streufeldes kann auch in einem lateral ausgedehnten Bereich in der Größenordnung von ungefähr 10 % der Magnetisierung liegen, wobei dieser Wert natürlich stark Strukturabhängig ist.

5.3.2 Generierung maßgeschneiderter magnetischer Streufelder mittels Anordnungen von mikrostrukturierten Ferromagneten

Als nächsten Schritt wird mittels der gewonnenen Erkenntnisse des vorangegangenen Abschnitts ein Design erarbeitet, dass eine optimale Ausnutzung des Streufeldeffektes ermöglicht. Neben der Optimierung der einzelnen Struktur und deren Parameter, wie der Abmessung und dem Material beziehungsweise der daraus resultierenden Magnetisierung, ergibt sich aus der Addition vieler einzelner Strukturen zu Feldanordnungen von Ferromagneten, die Möglichkeit, gezielte Streufeldverteilungen zu generieren. Zum Beispiel in dem die Strukturen mit einem so kurzen Abstand aneinander gereiht werden, dass es zu einer positiven Superposition zwischen den Einzelstreufeldern und damit zu einer Maximierung des Gesamtfeldes kommt. Somit wird der Abstand a zwischen den Strukturen ein weiterer bedeutender Parameter für die Generierung maßgeschneiderter Streufelder. Ein derartiges Beispiel zeigt die linke Seite von [Abbildung 58](#) ganz deutlich, und zwar, dass ein typisches ferromagnetisches Drahtstück mit dem Zentrum

im Ursprung und einer Breite von $b = 2 \mu\text{m}$ beziehungsweise einer Dicke von $d = 100 \text{ nm}$ ein starkes Streufeld besitzt. Dieses ist jedoch nur an den Rändern ausgeprägt und strebt bei größer werdendem Abstand von den Ferromagneträndern zu beiden lateralen Dimensionen schnell gegen Null. Dagegen stellt die rechte Seite von [Abbildung 58](#) die gleiche Situation dar, mit dem Unterschied, dass rechts und links von dem ursprünglichen Drahtstück nun im Abstand von $a = 500 \text{ nm}$ jeweils ein weiteres ferromagnetisches Drahtstück liegt, deren Felder entsprechend dem Superpositionsprinzip überlagert werden. Deutlich ist zu erkennen, dass zwischen den Drahtstücken, zum Beispiel zwischen $x = 1 - 1,5 \mu\text{m}$, ein im Mittel recht hohes Feld in positiver x -Richtung entstanden ist.

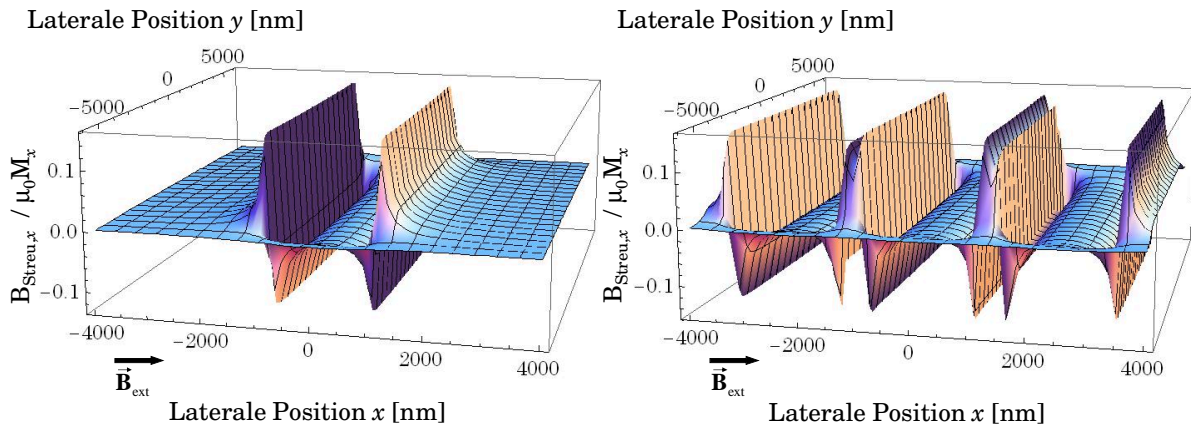


Abbildung 58: Dreidimensionale Modellierung der „in-plane“ Magnetisierung in einer Tiefe von $t = 0 \text{ nm}$ eines Drahtstückes (links) mit den Abmessungen ($b = 2 \mu\text{m}$, $l = 10 \mu\text{m}$, $d = 100 \text{ nm}$) und die Superposition der Streufelder von drei Ferromagneten (rechts) mit gleichen Abmessungen im Abstand von $a = 500 \text{ nm}$.

Die [Abbildung 59](#) zeigt aus Gründen der Vollständigkeit, wie sich zum Beispiel kleine Permalloy (Py)- Drahtstücke mit der Abmessung $4 \times 1 \mu\text{m}^2$ in einer Rasterkraftmikroskopischen Aufnahme (links) und einer magnetischen Kraftmikroskopie-Aufnahme (rechts) darstellen. Mit Hilfe dieser Messtechniken können neben der Qualität der hergestellten Strukturen, wie zum Beispiel die Homogenität, besonders auch die Abmessungen (Breite und Länge), die Abstände und vor allem die Dicke bestimmt werden. Letztere ist mittels der optischen Mikroskopie und der Rasterelektronenmikroskopie (REM) kaum ermittelbar. Zudem kann der Zustand der Remanenz der Ferromagnete abgelesen werden. So kann zum Beispiel der rechten Aufnahme der [Abbildung 59](#) entnommen werden, dass die Drahtstücke nicht aus einer magnetischen Domäne bestehen und damit keine remanente Magnetisierung vorweisen. Vielmehr bildet sich die typische Form der dreieckigen Domänenbildung besonders an den Rändern aus, um die magnetische Energie durch die Verhinderung eines magnetischen Streufeldes zu minimieren (z. B. [\[Kit96\]](#)).

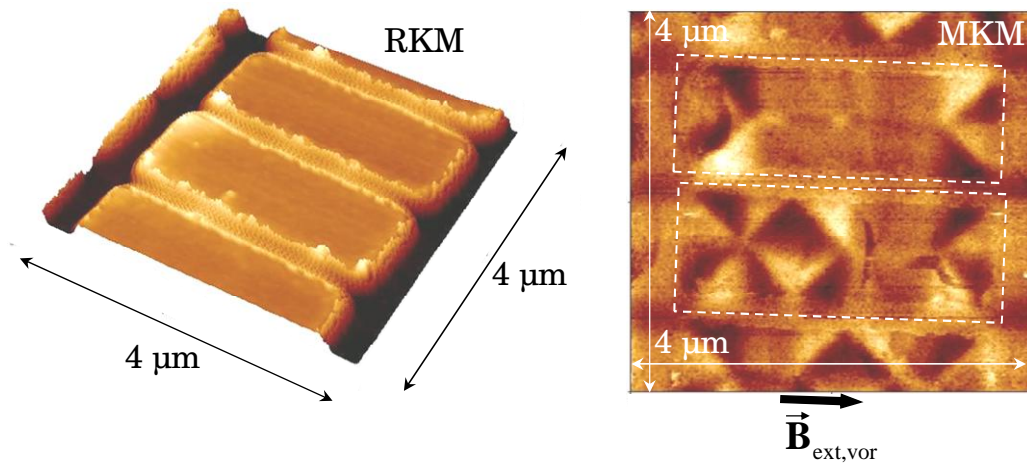


Abbildung 59: Links Rasterkraftmikroskopische (RKM, „AFM“) Aufnahme von Permalloy-Drahtstücken. Rechts: Dazugehörige Aufnahme mittels eines magnetischen Kraftmikroskops (MKM, „MFM“). Ränder (gestrichelt) und Vormagnetisierung $B_{\text{ext,vor}}$ (Pfeil) zur Verdeutlichung eingezeichnet.

Eine Integration des kompletten Streufeldes über das ganze Volumen gibt natürlich Null, daher besteht eine elementare Aufgabe darin, die Geometrie der Messung derart zu wählen, dass überhaupt ein zusätzliches Streufeld beobachtet werden kann. Wird zum Beispiel das Streufeld knapp unter dem Ferromagneten über eine größere Fläche gemittelt, so geht dieser Wert gegen Null. Eine Asymmetrie kann zum Beispiel über die Tiefe erreicht werden. Zudem geht diese Tiefe natürlich in die Verteilung ein. Allgemein gilt, je größer dieser Abstand ist, desto kleiner ist der Wert des Streufeldes, aber dafür ist das Feld homogener. Ein anderer Weg besteht natürlich darin, einfach nur an bestimmten Stellen zu messen, an denen bevorzugt das gewünschte Streufeld vorherrscht. Dadurch dass die Ferromagnete bei den Dicken in der Größenordnung von $d > 10^1$ nm für das Laserlicht nicht transparent sind, bietet es sich an, die Ferromagnete selbst zur „Abschattung“ zu benutzen. Die linke Seite der [Abbildung 60](#) stellt schematisch die Geometrie für die Messungen dar. Der Wellenvektor der Laserphotonen steht also senkrecht sowohl zu der Längsausrichtung der Drähte als auch zu dem extern angelegten magnetischen Feld.

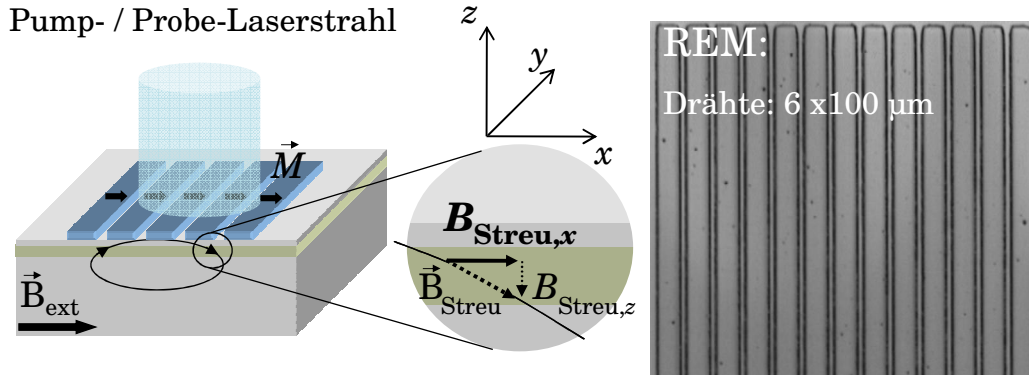


Abbildung 60: Links: Schematische Darstellung der Geometrie bei zeitaufgelösten Kerr-Rotationsmessungen an Halbleiter-Ferromagnet-Hybridsystemen. Die Ferromagnete sind durch das externe Magnetfeld magnetisiert und erzeugen Komponenten, die sowohl parallel als auch senkrecht zu diesem sind. Exemplarisch ist für den mittleren Ferromagnet eine Streufeldlinie (schwarz) eingezeichnet, die nach unten in den Halbleiter reicht. Vergrößerung: Aufspaltung der verschiedenen Streufeldkomponenten. Rechts: Eine Lichtmikroskopische Aufnahme eines Drahtfeldes, gemessen wird in den kleinen Lücken zwischen den Drähten.

Gemessen wird die Spindynamik derjenigen Spins, die sich in der aktiven Schicht in der Lücke zwischen den Ferromagneten befinden. Wie auf der rechten Seite der [Abbildung 60](#) deutlich mittels einer Lichtmikroskopischen Aufnahme zu sehen ist, stellt dies messtechnisch eine große Herausforderung dar, da erstens nicht nur ein Großteil des Signals verloren geht, sondern zweitens auch noch aufgrund der hervorragenden Reflexion der metallischen Ferromagnete der Hauptanteil des Lichts reflektiert wird. Die Signalstärke ist direkt proportional zur Abschattung, da die Anteile des Probe-Laserstrahls, die den Halbleiter nicht treffen, natürlich verloren gehen. Wird nun von einem Durchmesser des Probe-Laserstrahls in der Größenordnung von $10\text{ }\mu\text{m}$ ausgegangen, so würde eine Messung auf der Struktur von der rechten Seite der [Abbildung 60](#) ungefähr einen direkten Signalverlust von ungefähr 90 % zur Folge haben. Der zweite Effekt kann jedoch noch verheerendere Auswirkungen haben und eine Messung verhindern, da die reflektierten Lichtanteile natürlich aufgrund ihrer Modulation mittels des photoelastischen Modulators genau die richtige Frequenz besitzen und über Streulichteffekte auf die beiden Photodioden treffen können. Dies führt schließlich zu einem enormen Signal auf dem ersten Lock-In-Verstärker. Ohne einen zweiten Lock-In-Verstärker wären also an dieser Stelle Messungen kaum denkbar. Zum Vergleich, in Kapitel [3.2.1](#) wurde die eigentliche Messgröße im Bereich von unter einem Nanowatt abgeschätzt. Das Pump-Laserlicht wird von den Metallen in erster Näherung komplett reflektiert, so dass dem Messsignal eine Störgröße im Milliwatt-Bereich entgegenstehen könnte. Eine äußerst gute optische Justierung, um diese Lichtanteile, die durch das gleiche Objektiv einfangen werden und daher natürlich schon grundsätzlich Anteile des gleichen Strahlengangs abdecken, besitzt daher auch beim Einsatz eines zweiten Lock-In-Verstärkers oberste Priorität.

Die gesamte magnetische Flussdichte, die auf die Spinzustände einwirkt ist wie folgt gegeben durch: $\vec{B}_{\text{ges}}(\mathbf{r}) = (\vec{B}_{\text{ext},x} + \vec{B}_{\text{Streu},x}(\mathbf{r})) \cdot \mathbf{e}_x + \vec{B}_{\text{Streu},z}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{e}_z$, wobei angenommen wird, dass auf dieser Größenskala das externe Magnetfeld konstant ist, es gilt daher: $B_{\text{ext},x} \neq f(\mathbf{r})$. Dieser Zusammenhang ist ebenfalls in der [Abbildung 60](#) dargestellt (siehe Vergrößerung). Das bedeutet für die Berechnung, dass beide Streufeldbeiträge in diese einfließen müssen und zudem, dass der Vektor des gesamten magnetischen Feldes etwas aus der Achse gekippt wird. Obwohl die

“out-of-plane”-Komponenten von zwei benachbarten Strukturen entgegengesetzt und gleich groß sind, damit also einen Mittelwert von Null besitzen, müssen diese dennoch wie in der folgenden Gleichung (5.5) beachtet werden. Für diese Beträge wird angenommen, dass der Einfluss des Streufeldes deutlich unterhalb des externen Magnetfeldes liegt, also zum Beispiel typischer Weise $B_{\text{ext}} \approx 1 \text{ T}$ und $B_{\text{Streu}} < 100 \text{ mT}$:

$$\begin{aligned} |\mathbf{B}_{\text{ges}}(\mathbf{r})| &= \sqrt{(B_{\text{ext},x} + B_{\text{Streu},x}(\mathbf{r}))^2 + B_{\text{Streu},z}^2(\mathbf{r})} = \\ B_{\text{ext},x}(\mathbf{r}) &\sqrt{\left(1 + \frac{B_{\text{Streu},x}(\mathbf{r})}{B_{\text{ext},x}}\right)^2 + \left(\frac{B_{\text{Streu},z}(\mathbf{r})}{B_{\text{ext},x}}\right)^2} \quad \text{mit der Annahme: } \frac{B_{\text{Streu}}}{B_{\text{ext},x}} \leq 0,1 \Rightarrow \quad (5.5) \\ |\mathbf{B}_{\text{ges}}(\mathbf{r})| &\approx B_{\text{ext},x} \sqrt{\left(1 + \frac{B_{\text{Streu},x}(\mathbf{r})}{B_{\text{ext},x}}\right)^2} = B_{\text{ext},x} + B_{\text{Streu},x}(\mathbf{r}) \quad \text{mit } B_{\text{ext},x} \neq f(\mathbf{r}) . \end{aligned}$$

Im Allgemeinen kann also die Streufeldkomponente aus der Ebene bei einem in der Ebene magnetisierten Ferromagneten und einem moderaten externen Magnetfeld vernachlässigt werden. Dieser Befund wird auch durch die in [Abbildung 61](#) auf der rechten Seite gezeigten Berechnungen untermauert [[Hoh09](#)]. Die aufgetragenen Werte entsprechend den Mittelwerten in den Lücken, entsprechend der folgenden Berechnung:

$$\bar{B}_{\text{Streu},i} = \frac{1}{a} \int_{\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}+a} B_{\text{Streu},i} dx , \quad (5.6)$$

wobei eine Magnetisierung von $M_x = 1 \text{ T}/\mu_0$ angenommen wird. Dieser Wert entspricht zum Beispiel sehr gut der Magnetisierung von dem hier auch teilweise benutzten Material Permalloy: $M_{x,\text{Py}} = 1005 \text{ mT}/\mu_0$.

Daher erfolgt im Folgenden eine Gleichsetzung von $B_{\text{Streu}} := \bar{B}_{\text{Streu,ges}} \cong \bar{B}_{\text{Streu},x}$. Die entscheidenden Parameter für ein optimales magnetisches Streufeld gehen aus der [Abbildung 61](#) klar hervor. Für Dicken, die klein sind im Vergleich zu den Abmessungen Länge und Breite, geht der Parameter der Dicke fast linear in das generierte Streufeld ein ([Abbildung 61](#) links). So können zum Beispiel für Dicken im Bereich von $d = 200 \text{ nm}$ Werte bis zu $25\% \cdot M_x$ erreicht werden. Aus der rechten Seite der [Abbildung 61](#) kann ebenfalls extrahiert werden, dass der Abstand zwischen den Strukturen die Größe darstellt, die den Wert des Streufeldes am stärksten bestimmt. Diese Tatsache ist darauf zurückzuführen, dass die Abhängigkeit zwischen dem Streufeld und dem kleiner werdenden Abstand stärker ist, als die zuvor beschriebene lineare Abhängigkeit zwischen dem Streufeld und der Dicke. Dagegen beginnt der Verlauf, der die Abhängigkeit zwischen dem Streufeld und der Variable der Breite des Ferromagneten beschreibt, in die Sättigung zu gehen. Die Breite darf also nicht zu gering gewählt werden, ermöglicht aber ab einer bestimmten Größe keinen sinnvollen Zuwachs an Streufeld mehr.

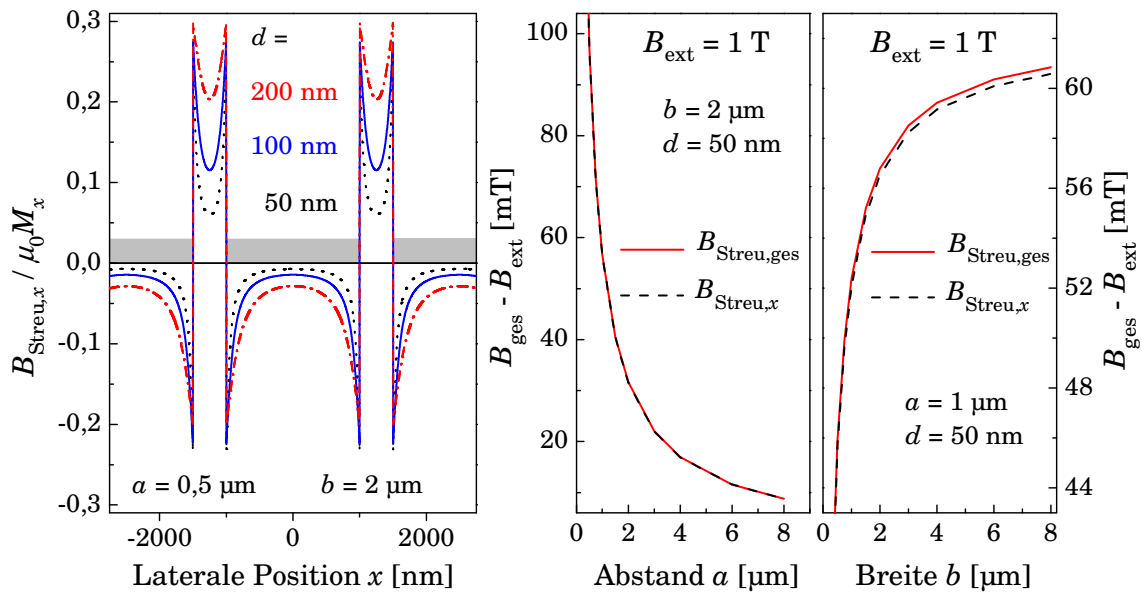


Abbildung 61: Links: Die magnetische Streufeldverteilung in der Ebene und deren Abschätzung durch die Ferromagnete (grau) für verschiedene Strukturicken. Rechts: Die unterschiedlichen Anteile (gesamt rot, „in-plane“ schwarz gestrichelt) des Streufeldes $|\mathbf{B}_{\text{ges}}| - |\mathbf{B}_{\text{ext}}|$ in Abhängigkeit des Strukturabstandes und der Strukturbreite.

Insgesamt kann festgehalten, dass die Größe des Streufeldes über verschiedene Parameter eingestellt werden kann, dazu zählt neben den direkten Abmessungen der einzelnen Magnete vor allem der Abstand zwischen den Einzelstrukturen und die Tiefe. Letztere kann zum Beispiel über den Abstand der Ferromagnete zu der aktiven Schicht eingestellt werden. Es wären einerseits breite und hohe Ferromagnetstrukturen mit sehr geringem Abstand für ein maximales Streufeld wünschenswert. Dies steht natürlich nicht nur im direkten Gegensatz zur Signalstärke durch die große Abdeckung innerhalb der Fläche des Pump- und Probe-Laserstrahls und der starken Reflexion sondern auch mit den Möglichkeiten der Mikrostrukturierung. Aufgrund der Prinzipien der Elektronenstrahlolithographie und der anschließenden „lift-off“-Technik sind besonders hohe Strukturen mit kleinen Abständen problematisch, da sich unter anderem zum Beispiel die Lackreste nicht mehr aus den Zwischenräumen lösen lassen und somit optisch überhaupt kein Halbleiter zum Messen zur Verfügung steht.

5.3.3 Das elektromagnetische Feld von mikrostrukturierten Leiterbahnen

Neben der Möglichkeit ein Magnetfeld mit Hilfe von Ferromagneten zu erzeugen, existiert auch die Variante, das magnetische Feld elektromagnetisch zu erzeugen. Dazu ist eine stromdurchflossener Leiter notwendig. Dieser Ansatz soll im Folgenden diskutiert werden. Der Vorteil eines elektrisch generierten Feldes liegt auf der Hand. Zum einen kann nicht nur das magnetische Feld gezielt ausgeschaltet werden, sondern es kann auch die Richtung verändert werden. Somit könnte die Spindynamik direkt an der gleichen Position mittels kontrollierter Magnetfelder modifiziert werden, die Referenzmessung findet also an gleicher Position statt. Dagegen müssen im Falle der Ferromagnete, die ein konstantes Streufeld erzeugen, erst die Positionen (mit und oh-

ne Streufeldeinfluss) geändert werden, die Referenzmessung findet also an unterschiedlicher Position statt.

Die magnetische Feldstärke eines stromdurchflossenen Leiterstücks ist im Allgemeinen wie folgt gegeben [Jac06]:

$$\begin{aligned}\mathbf{H}_{\text{Leiter}}(\mathbf{r}) &= \frac{1}{4\pi} \int \mathbf{j}(\mathbf{r}') \times \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} d^3r' = \frac{I}{4\pi b d} \int \mathbf{e}_y \times \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} d^3r' \Rightarrow \\ \mathbf{B}_{\text{Leiter},x}(\mathbf{r}) &= \frac{\mu_0 I_{\text{Leiter}}}{4\pi b d} \int_0^d \int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} \frac{z - z'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} dx' dy' dz',\end{aligned}\quad (5.7)$$

wobei hier direkt angenommen wird, dass die Stromdichte zum einen homogen innerhalb des Leiters fließt und zum anderen nur entlang der y -Achse, also parallel zur Länge der Leiterbahn. Die Koordinaten werden in Analogie zu der Situation bei den Ferromagneten gewählt. Der Koordinatenursprung der geraden Leiterbahn liegt dementsprechend auch wieder an folgender Position: $b/2, l/2, 0$. Zwei Integrale lassen sich recht einfach analytisch lösen, das dritte Integral jedoch nicht, weshalb dieses für die Berechnungen numerisch gelöst wird. Die elektromagnetisch generierten Feldkomponenten für eine in y -Richtung durchflossene Leiterbahn sind demnach wie folgt gegeben:

$$\begin{aligned}B_{\text{Leiter}}^i(\mathbf{r}) &= \frac{\mu_0 I_{\text{Leiter}}}{4\pi b d} \left(f_{\frac{b}{2}, \frac{l}{2}, d}^i(\mathbf{r}) - f_{\frac{b}{2}, \frac{l}{2}, 0}^i(\mathbf{r}) - f_{-\frac{b}{2}, \frac{l}{2}, d}^i(\mathbf{r}) + f_{-\frac{b}{2}, \frac{l}{2}, 0}^i(\mathbf{r}) \right) \text{ mit} \\ f_{x_0, \tilde{y}, z_0}^x(\mathbf{r}) &= - \int_{-\tilde{y}}^{\tilde{y}} \ln \left(x - x_0 + \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2} \right) dy_0 \text{ bzw.} \\ f_{x_0, \tilde{y}, z_0}^y(\mathbf{r}) &= 0 \text{ und} \\ f_{x_0, y_0, z_0}^z(\mathbf{r}) &= \int_{-\tilde{y}}^{\tilde{y}} \ln \left(z - z_0 + \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2} \right) dy_0.\end{aligned}\quad (5.8)$$

Die [Abbildung 62](#) zeigt die zweidimensionale Berechnung für zwei in y -Richtung durchflossene Leiterbahnen. Die linke Leiterbahn entspricht einer hergestellten Struktur mit einer Dicke in z -Richtung von $d = 150$ nm, einer Länge in y -Richtung von $l = 75$ μm und einer Breite in x -Richtung von $b = 6,5$ μm . Die rechte Leiterbahn besitzt dagegen eine starke Symmetrie, da die Breite und Dicke identisch gewählt werden: $d = b = 150$ nm. Als Ergebnis kann zusammengefasst werden, dass die Feldverteilung in erster Näherung der Form des Leiters folgt. Ist dieser rechteckig beziehungsweise quadratisch, so ist auch das magnetische Feld um den Leiter herum entsprechend ausgebildet. Das bedeutet, dass „*in-plane*“-Komponenten hauptsächlich über und unter den Leitern auftreten, wohingegen an den Rändern hauptsächlich „*out-of-plane*“-Komponenten existieren. Die „*in-plane*“-Komponenten an den Rändern weichen erst von Null ab, wenn die Verteilung abweichend vom Zentrum betrachtet wird, also zum Beispiel in einer Schicht mit entsprechender Entfernung unterhalb des Leiters.

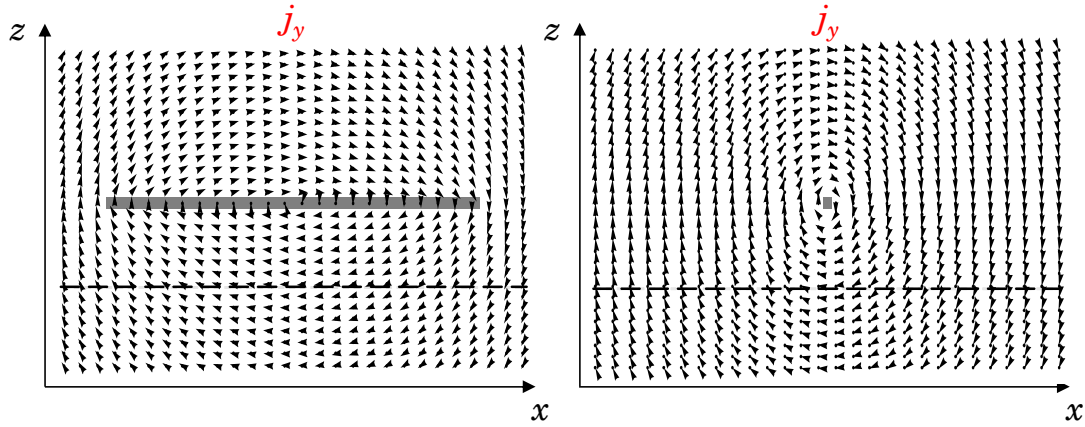


Abbildung 62: Zweidimensionale Modellierung des berechneten elektromagnetischen Feldes zweier in y -Richtung stromdurchflossener Leiterbahnen mit einer Länge von $l = 75 \mu\text{m}$ und den Abmessungen $b = 6,5 \mu\text{m}$ und $d = 150 \text{ nm}$ (links) beziehungsweise $b = d = 150 \text{ nm}$ (rechts). Die gestrichelten Linien deuten eine exemplarische Tiefe von $t = 1,0 \mu\text{m}$ unterhalb der Leiterbahn an.

Die Abbildung 63 bekräftigt diesen zuvor gewonnen Eindruck, in dem für zwei verschiedene Tiefen, $t = 0$ und $t = 1,0 \mu\text{m}$ und ansonsten den gleichen Abmessungen wie die linke Leiterbahn aus Abbildung 62, die „in-plane“-Komponenten dargestellt werden. Die Feldkomponente innerhalb der Ebene ist nur unter der Struktur ausgeprägt und geht am Ende des Randes der Leiterbahn sofort gegen Null. Hier besteht ein elementarer Unterschied zu den Ferromagneten, da bei diesen die Tiefe in erster Linie zu einer Schwächung der Streufeldkomponente führt, wohingegen bei den elektromagnetischen Leiterbahnen eine endliche Tiefe eine Grundlage dafür darstellt, dass neben den Leiterbahnen überhaupt eine Komponente realisierbar ist.

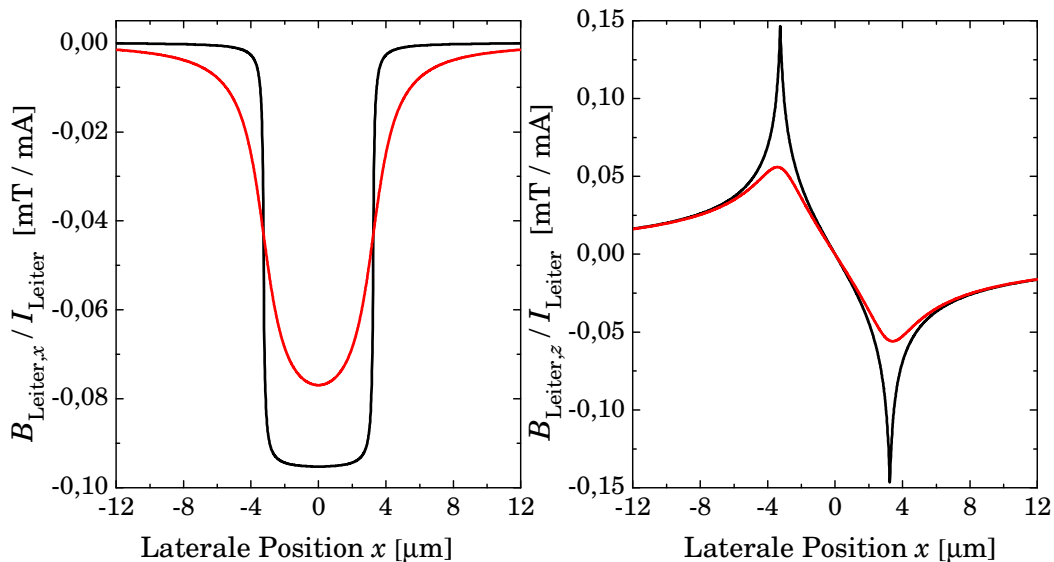


Abbildung 63: Das analytisch berechnete elektromagnetische Feld für eine in y -Richtung durchflossene Leiterbahn für zwei unterschiedliche Tiefen, $t = 0 \mu\text{m}$ (schwarz) bzw. $t = 1,0 \mu\text{m}$ (rot) und einer Breite von $b = 6,5 \mu\text{m}$, einer Länge von $l = 75 \mu\text{m}$ und einer Dicke von $d = 150 \text{ nm}$. Wiedergegeben sind die Streufeldkomponenten in x -Richtung (links, „in-plane“) und in z -Richtung (rechts, „out-of-plane“).

Zudem ist die Richtung dieser „in-plane“-Komponente einer Leiterschleife unterschiedlich im Vergleich zu der erzeugten „in-plane“-Streufeldkomponente eines Ferromagneten.

Wie der roten Linie aus [Abbildung 63](#) links zu entnehmen ist, führt eine Vergrößerung des Abstands von der Leiterbahn von 0 auf $1,0\ \mu\text{m}$ zu einer Verbreiterung der Feldverteilung, mit dem Effekt, dass der maximale Wert unterhalb der Leiterbahn kleiner wird, aber wie zuvor angesprochen auch Anteile außerhalb der Ränder auftreten. Zudem besteht ein Vorteil gegenüber den Ferromagneten darin, dass die Stärke des magnetischen Feldes eine deutlich geringere Abhängigkeit von der Tiefe besitzt. Damit wirken sich große Abstände von der Struktur zwar in der Eigenschaft der Verbreitung ähnlich wie bei den Ferromagneten aus, aber in Bezug auf die Stärke des magnetischen Feldes gibt es doch enorme Unterschiede, wie in [Abbildung 64](#) im direkten Vergleich zu den Ferromagneten mit gleichen Abmessungen zu sehen ist.

Im Gegensatz zu der Situation bei den Ferromagneten, bei denen die „Abschattung“ durch die Strukturen dafür sorgt, dass die entgegengesetzten Komponenten geblockt werden, verhindert diese „Abschattung“ im Fall der Leiterbahnen, dass die Positionen nicht ohne weiteres erreicht werden können, an denen sich ein hohes magnetisches „in-plane“ Feld befindet.

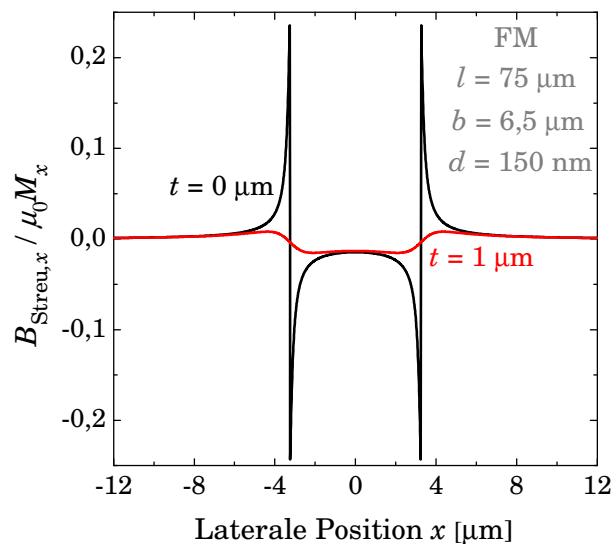


Abbildung 64: Streufeld-Modellierungen eines Ferromagneten mit den gleichen Abmessungen und Tiefen wie im Falle der Leiterbahn aus [Abbildung 63](#).

Die Aneinanderreihung von mehreren parallelen Leiterbahnen ermöglicht in Analogie zu den Ferromagneten wieder das elektromagnetische Feld maßzuschneidern. Die schematische Darstellung der [Abbildung 65](#) dient der Orientierung im Falle von mikrostrukturierten Leiterbahnen. Die Leiterbahnen sowie die Stromdichte sind senkrecht zu dem Wellenvektor der Laserphotonen und dem externen Feld orientiert, wobei das erzeugte elektromagnetische magnetische Feld in der aktiven Schicht unter anderem eine parallele Komponente zu dem externen Feld aufweist.

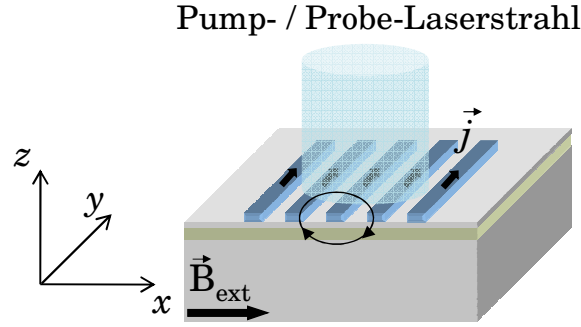


Abbildung 65: Prinzipielle Darstellung der Geometrie bei Messungen an Halbleiter-Metall-Hybrid-systemen mit Hilfe der zeitaufgelösten Kerr-Rotation. Das erzeugte elektromagnetische Feld (schwarze Linie, exemplarisch nur für die mittlere Leiterbahn) kann in Abhängigkeit der Stromdichte parallele und antiparallele Komponenten zu dem externen Feld aufweisen.

Die Auslegung der Proben weicht im Falle der elektromagnetischen Leiterbahnen deutlich von den ferromagnetischen Proben ab, denn es müssen alle Leiterbahnen natürlich mit elektrischer Leistung versorgt werden. Die rechte Seite der [Abbildung 66](#) zeigt das Design mit den markanten Kontaktierungspunkten („bond pads“) für jedes Leiterbahnenfeld sowie die ausgeprägte Masseleitung in der Mitte. Das hier vergrößerte Leitungsbahnfeld besteht aus 10 Leiterbahnen mit jeweils einer Länge von $l = 75 \mu\text{m}$ und einer Breite von $b = 6,5 \mu\text{m}$. Die einzelnen Abstände betragen $a = 1,0 \mu\text{m}$ und die aufgedampfte strukturierte Goldschicht hat eine Dicke von $d = 150 \text{ nm}$. Auf der linken Seite der [Abbildung 66](#) ist die Superposition der Streufelder zu erkennen, die dafür sorgt, dass auch passable „in-plane“-Komponenten generiert werden können, wenn die Abstände gering gehalten werden. Die magnetischen Feldwerte in den Lücken sind natürlich begrenzt und können für $a \rightarrow 0$ maximal die Werte unter der Struktur erreichen. Das mittlere magnetische Feld ist wieder durch eine Integration des Feldes über die Lücke gegeben, entsprechend der Gleichung (5.6).

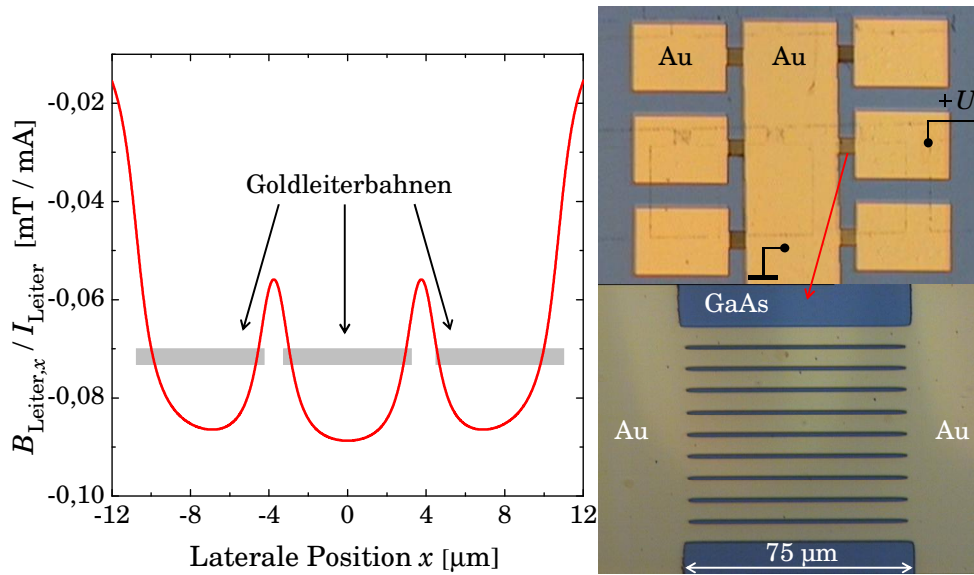


Abbildung 66: Links: Streufeldberechnungen im Falle von drei nebeneinander angeordneten Leiterbahnen (Superposition) und deren Abschattungen (grau). Rechts oben: Lichtmikroskopische Aufnahme der Struktur und deren Kontaktierungen. Rechts unten: Vergrößerte Darstellung eines Leiterbahnfeldes.

Auch im Falle der Leiterbahnen besteht wieder eine Gratwanderung und zwar an dieser Stelle zwischen der von den Leiterbahnen erzeugten Joule'schen Wärme und dem magnetischen Streufeld, dessen Stärke linear von der Stromdichte abhängt. Die Joule'schen Wärme ist in erster Ordnung gegeben durch: $P \propto I_{\text{Leiter}}^2 / bd = I_{\text{Leiter}} \cdot j$ und hängt demnach ebenfalls direkt von der Stromdichte ab. Für die Streufeldverteilung ist eine breite Leiterbahn von Vorteil, jedoch erhöht dies linear den Querschnitt, so dass dementsprechend auch mehr Strom durch die Leiterbahn fließen muss, um die gleiche Stromdichte zu erzeugen. Dieser Umstand führt dann wiederum zu einer erhöhten Wärmequelle. Letztendlich sind eine große Grundfläche und eine massive Bauform wünschenswert, damit auch große Stromdichten ohne Zerstörung der Leiterbahnen erfolgen können. Zudem führt eine große Grundfläche und ein großer Querschnitt zu einer besseren thermischen Verbindung mit dem quasistationären Kältereservoir des Halbleiter-Kryostatensystems.

5.4 Modifikation der kohärenten Spindynamik in GaAs-Ferromagnet-Hybriden

Der folgende Abschnitt wird durch die kohärente Elektronenspindynamik in ferromagnetischen Hybridsystemen bestimmt. Diese ist in erster Linie durch eine Änderung des gesamten Magnetfeldes bedingt durch die Addition des zusätzlichen Streufeldes der Mikromagnete zu dem externen Feld $\mathbf{B}_{\text{ges}} = \mathbf{B}_{\text{ext}} + \mathbf{B}_{\text{Streu}}$. Zudem ist eine Änderung des g -Faktors möglich, induziert durch die Erzeugung einer Verspannung innerhalb des Hybridsystems. Damit stehen zwei Stellgrößen für die Beeinflussung der Spindynamik innerhalb eines Ferromagnet-Halbleiter-Hybridsystems fest, die beide in einer lokalen Erhöhung oder Verringerung der Präzessionsfrequenz der beobachteten Spinzustände resultieren. Diese Stellgrößen werden im Folgenden experimentell untersucht. Entsprechend der [Abbildung 61](#) wird von einem Streufeld eines nicht remanenten Ferromagnetes erwartet, dass sich dieses immer zu dem externen Magnetfeld addiert, da das externe Magnetfeld den Ferromagneten entsprechend magnetisiert und damit den Grund in dem Ausbau eines Streufeldes darstellt.

5.4.1 Verspannungsinduzierte Beeinflussung der kohärenten Spindynamik

5.4.1.1 Beeinflussung der Elektronenspindynamik in Hybridsystemen

Die [Abbildung 67](#) zeigt eine Messung der Elektronenspindynamik in einem Hybridsystem aus nur einem Py-Draht auf dem GaAs-Halbleiter und vergleichend eine Messung direkt nur auf dem GaAs-Halbleiter (Referenzmessung). Innerhalb der ersten Nanosekunde $\Delta t < 1$ ns ist keine signifikante Erhöhung der Larmorfrequenz auf dem Hybriden festzustellen. Die Elektronenspins, die von dem letzten Puls erzeugt werden ($\Delta t < 0$ ns), zeigen dagegen einen deutlichen Versatz von ungefähr π . Nachdem diese Spinzustände allerdings schon ungefähr $\Delta t < 13$ ns lang dem leicht erhöhten Magnetfeld ausgesetzt sind, ist die geringe Differenz zwischen der Larmorfrequenz der Referenzmessung und auf dem Hybrid an dieser Stelle deutlich sichtbar. Insgesamt zeigt sich also an diesem Beispiel eine Möglichkeit die kohärente Spindynamik mittels eines Hybridsystems zu beeinflussen.

Ein Grund für den insgesamt sehr kleinen Effekt besteht darin, dass zum einen nur ein Draht vorhanden ist, somit also das Streufeld und die Verspannung nicht besonders groß ist. Zum anderen ist der Strahldurchmesser und damit die Fläche der erzeugten Spinpolarisation größer als die räumliche Ausdehnung des Streu- und Verspannungsfeldes, daher wirkt sich die Erhöhung der Larmorfrequenz nicht auf die komplette Spinpolarisation aus. Gemessen wird jedoch eine mittlere Larmorfrequenz, die einen starken Einfluss von den unbeeinflussten Spins außerhalb der Beeinflussungszone besitzt. Ebenso lässt sich erklären, warum kein sichtbarer Effekt für $\Delta t < 1,5$ ns zu beobachten ist, jedoch aber vor dem Nullpunkt mit $\Delta t \approx 13$ ns. Der Grund hierfür liegt in der Tatsache, dass die Donator gebundenen Elektronen lokalisiert sind und dementsprechend an ihrer Position immer der Beeinflussung wie zum Beispiel dem dort vorherrschenden Streufeld ausgesetzt sind. Im Gegensatz dazu „mitteln“ die freien Elektronen aufgrund ihrer Bewegung über die komplette Beeinflussungszone auch mit den Positionen in di-

rechter Umgebung der vom Laserstrahl spinpolarisierten Fläche. Da die räumliche Ausdehnung der Beeinflussungszone eines Drahts sehr begrenzt ist, ist die mittlere Larmorfrequenz für die freien Elektronen annähernd unbeeinflusst. Die Spindynamik besonders der ersten Nanosekunde wird von diesen freien Elektronen dominiert, wohingegen vor dem Nullpunkt ausschließlich die Donator gebunden Elektronen die Spindynamik dominieren. Somit sind Beeinflussungen bei dieser Struktur verstärkt bei den Donator gebundenen Elektronen zu beobachten.

Bei den theoretischen Streufeldberechnungen ist als Ergebnis zur deutlichen Streufelderhöhung die Möglichkeit einer Aneinanderreihung von einzelnen Ferromagneten erörtert worden. Im Falle der Anordnung mehrerer mikrostrukturierter Ferromagnete ist die laterale Ausdehnung der lokalen Beeinflussungszone deutlich größer als der Strahldurchmesser, so dass hier eine Mittelung zu einer gemittelten Modifikation der Spindynamik stattfindet.

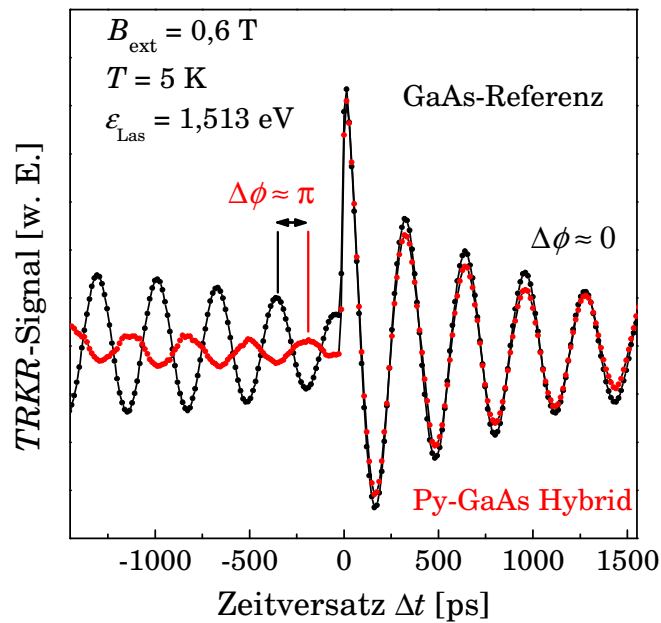


Abbildung 67: Zeitaufgelöste Kerr-Rotationsmessungen auf und neben (Referenz) der ferromagnetischen Struktur in Form eines einzelnen Py-Drahts auf Probe C.

Die [Abbildung 68](#) zeigt Messungen von aneinander gereihten Ferromagneten, zum einen sogenannte Punktstrukturen (linke Seite) und zum anderen eine Anordnung von Drähten (rechte Seite). Zudem sind in den Einsätzen Aufnahmen eines optischen Mikroskops zu sehen, die den hohen Bedeckungsgrad der Ferromagneten verdeutlichen, der teilweise über 90 % liegt. Bei der Anordnung von Drähten spielt die Länge im Allgemeinen keine Rolle mehr, wenn für den Laserspotdurchmesser gilt: $l \gg d_{\min}$, was ab ungefähr $l > 50 \mu\text{m}$ ausreichend gesichert ist. Wird der komplette Versatz (Streufeld und Verspannung) einem zusätzlichen Magnetfeld \tilde{B} zugeordnet $\tilde{B} = B_{\text{ges}} - B_{\text{ext}}$, lässt sich aus dem Versatz Δt , der aus den unterschiedlichen Larmorfrequenzen resultiert, bei gegebenem externen Magnetfeld B_{ext} ein Wert für \tilde{B} evaluieren. Für die beiden Strukturtypen gilt:

$$\tilde{B}_{\text{Punkte}} = B_{\text{ges}} - B_{\text{ext}} \approx 25 \text{ mT} \text{ bzw. } \tilde{B}_{\text{Drähte}} \approx 28 \text{ mT}. \quad (5.9)$$

Ein Vergleich mit den berechneten Werten aus dem Kapitel 5.3.1 ergibt jedoch eine deutliche Abweichung, da die theoretische Streufeldberechnung signifikant höhere Werte ermittelt. Diese Abweichung wird im folgenden Abschnitt im Detail diskutiert.

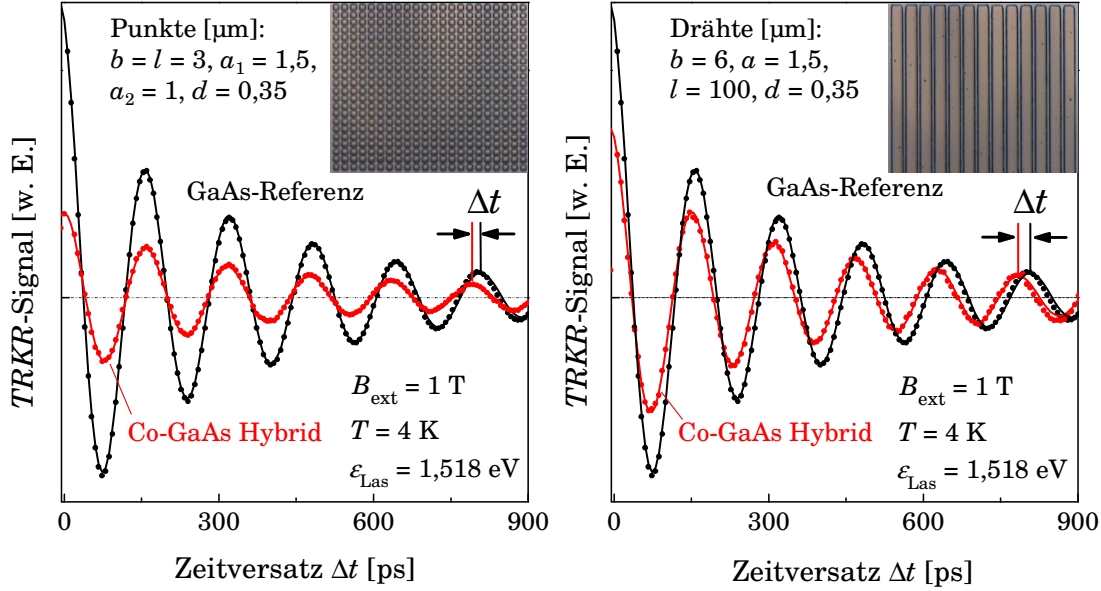


Abbildung 68: Zeitaufgelöste Kerr-Rotationsmessungen jeweils auf und neben (Referenz) den ferromagnetischen Strukturtypen auf der Probe vom Typ A mit Kurvenanpassungen (durchgezogene Linien). Links: Eine Anordnung von Co-Punktstrukturen. Rechts: Eine Anordnung von Co-Drähten. Einsätze: Lichtmikroskopische Aufnahmen.

5.4.1.2 Beeinflussung der Elektronenspindynamik in verspannten Hybridsystemen

Zwecks Optimierung des Größe der Modifikation folgte ein Übergang sowohl zu Strukturanordnungen mit kleineren Abständen, da dieser Parameter laut theoretischer Streufeldberechnung zumindest elementar für die Höhe des Streufeld ist (siehe Abbildung 61), als auch ein Wechsel des Probenlayouts von Proben des Typs A zu Proben des Typs B. Mit diesem Schritt kann die aktive Schicht deutlich näher an die Ferromagneten gebracht werden, da für die jeweiligen minimalen Tiefen gilt: $t_B = 25 \text{ nm} \ll 205 \text{ nm} = t_A$.

Die linke Seite der Abbildung 69 zeigt ein erstes Ergebnis des Prozesses dieser Optimierung, indem wieder Messungen neben den Strukturen mit Messungen auf zwei unterschiedlichen Struktur-Typen (Drähte und Punkte) verglichen werden. Dabei kommen Proben des Typs B mit einer Tiefe von $t_B = 25 \text{ nm}$ und dicke Ferromagnete mit $d = 300 \text{ nm}$ zum Einsatz. Diese Kombination führt zum Beispiel dazu, dass schon nach einem kurzen Zeitraum von $\Delta t \approx 0,8 \text{ ns}$ ein Phasenversatz von $\phi \approx \pi$ (grau gestrichelt) zwischen der Referenz und den Drähten entsteht. Das bedeutet, dass die Projektion der Spinzustände nach dieser Zeit dem Zustand Spin-oben (Referenz) und Spin-unten (Drähte) entspricht. Allerdings entspricht dieser Phasenversatz einem effektiven zusätzlichen Magnetfeld von $\tilde{B}_{\text{Drähte}} = B_{\text{ges}} - B_{\text{ext}} \approx -130 \text{ mT}$, also genau mit einem umgekehrten Vorzeichen im Vergleich zu den Erwartungen und Berechnungen der Streufelder. Diese Verschiebung zeigt eindrucksvoll die Auswirkungen einer Verspannung innerhalb des Hybridsystems, denn statt diesen Versatz auf ein Streufeld zurückzuführen, kann in äquivalenter Weise sich auch der g -Faktor ändern. Daraus folgt für die Änderung des g -Faktors: $\Delta g > g_{\text{Drähte}} - g > 0,075$, das heißt der g -Faktor ändert sich um mindestens 20 % auf den Hyb-

ridstrukturen und zwar dahingehend, dass er kleiner wird. Aufgrund der Tatsache, dass zudem eine Kompensation des Streufeldeinflusses stattfinden muss, handelt es sich bei dieser Angabe um einen Mindestwert. Dieser Umstand erklärt auch, warum bisher zu „kleine“ Streufelder im Vergleich zu den Berechnungen gemessen wurden, da der Streufeldeffekt und die verspannungsinduzierten Effekte gegenläufig sind.

Unter der Annahme, dass das ferromagnetische Material unter Raumtemperatur verspannungsfrei aufgebracht wird, führen die materialspezifischen thermischen Ausdehnungskoeffizienten dazu, dass beim Abkühlprozess das ferromagnetische Material sich stärker zusammenzieht, als dies bei dem Halbleiter der Fall ist. Für die Längendifferenz beziehungsweise deren Quotient gilt ([Kit96], [Mad03]):

$$\Delta l = l \cdot \alpha \cdot \Delta T \Rightarrow \frac{\Delta l_{\text{Co}}}{\Delta l_{\text{GaAs}}} \approx 217 \% \quad \text{mit} \quad \alpha_{\text{GaAs}} = 6 \cdot 10^{-6} \quad \text{und} \quad \alpha_{\text{Co}} = 1,3 \cdot 10^{-5}. \quad (5.10)$$

Wird eine Temperaturdifferenz von $\Delta T = 295 \text{ K}$ und eine typische Drahtlänge von $b = 75 \text{ }\mu\text{m}$ zu Grunde gelegt, so folgt direkt für die jeweilige Längenausdehnung:

$$\Delta l_{\text{GaAs}} = -0,13 \text{ }\mu\text{m} \quad \text{bzw.} \quad \Delta l_{\text{Co}} = -0,29 \text{ }\mu\text{m}, \quad (5.11)$$

dementsprechend würde sich der Co-Draht deutlich stärker komprimieren als das darunter liegende GaAs. In dem rechten Teil der [Abbildung 69](#) sind nun sehr grob die Linien der Kompression des Halbleitermaterials unter dem Draht (blau) und die Linien der Zugspannung für das Halbleitermaterial zwischen den Drähten (rot) skizziert. An letzterer Position wird gemessen, so dass also ein zugverspannter Halbleiter vorliegt. Dass diese Art der Verspannung eine Reduzierung des g -Faktors mit sich bringt, ist parallel zu dieser Arbeit auch mittels zeitaufgelösten Messtechniken nachgewiesen worden ([Kno06], [Sih06]).

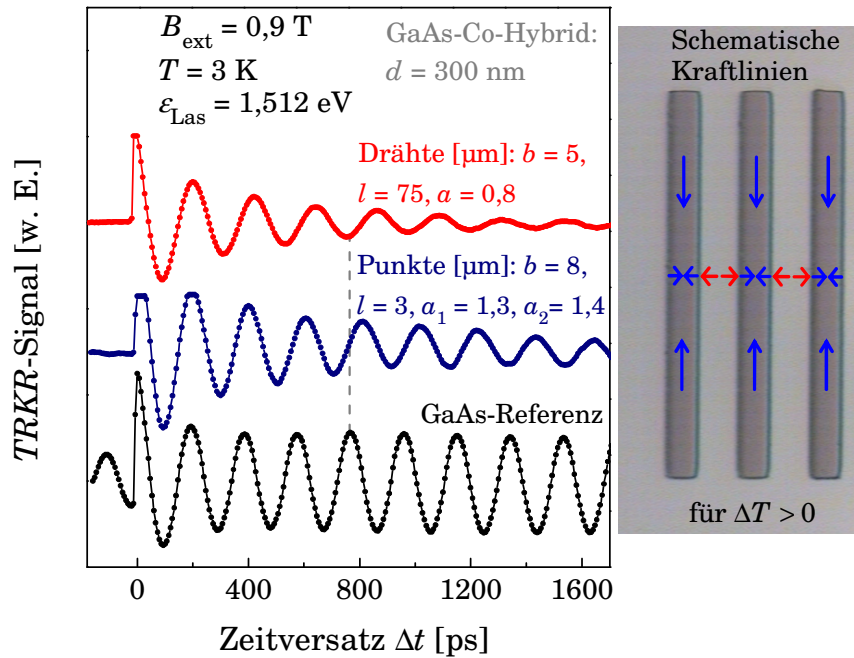


Abbildung 69: Links: Vergleich der Elektronenspindynamik verschiedener Strukturtypen mittels zeitaufgelöster Kerr-Rotationsmessungen. Rechts: Optische Aufnahme eines Teils einer Drahtstruktur zur schematischen Darstellung der Generierung einer Verspannung mittels Kraftlinien.

Auf der Probe des Typs B, wie in [Abbildung 69](#) gezeigt, tritt nun ein extremer Fall auf. Zum einen sind recht dicke Strukturen mit sehr kleinem Zwischenabstand benutzt wurden, die natürlich die Verspannung fördern, und zum anderen ist der Abstand zwischen der aktiven Schicht sehr klein. Letzteres führt dazu, dass damit die Verspannung, die sich über die Tiefe relaxiert, offensichtlich einen noch sehr deutlichen Einfluss besitzt. Zudem kommt als Spezialfall bei dieser gezeigten Messung, dass bei der Präparation das Halbleitermaterial schon geheizt wurde, dass heißt, dass die Co-Drähte deutlich oberhalb Raumtemperatur aufgebracht wurden, was darin resultiert, dass $\Delta T > 295 \text{ K}$, was in der Folge natürlich eine noch stärkere Verspannung generiert.

Wird ein Halbleiter verspannt, ändern sich natürlich viele grundlegende Parameter [\[Asp77\]](#), wie zum Beispiel die interatomaren Abstände, so dass sowohl Änderungen der Elektronenkopplungskonstante, des g -Faktors [\[Jag85\]](#) (Δg_{int}), als auch der energetischen Bandstruktur zu erwarten sind [\[Mei84\]](#). Um den Einfluss der Verspannung auf die Bandlücke zu studieren, wurden auf den Strukturen Photolumineszenz-Messungen bei Tieftemperatur $T = 4 \text{ K}$ ohne externes Magnetfeld durchgeführt. Auf der rechten Seite der [Abbildung 70](#) sind optische Aufnahmen verschiedener Drahtstrukturen mit einer festen Breite, Länge und Dicke ($b = 4 \text{ }\mu\text{m}$, $l = 75 \text{ }\mu\text{m}$, $d = 300 \text{ nm}$) aber einem variablen Abstand a dargestellt. Die Messungen auf diesen ist exemplarisch für einige Werte auf der linken Seite der [Abbildung 70](#) wiedergegeben. Zu sehen sind zwei Emissionspeaks, wobei der Peak auf der energetisch höheren Seite den Übergängen der an neutrale (D^0, X) und geladene Donatoren gebundenen Exzitonen (D^+, X) und den freien Exzitonen (X) entspricht. Die Rekombination von Kohlenstoff-Verunreinigungen sind auf der energetisch niedrigeren Seite zu sehen, im speziellen der Donator-Akzeptor Übergang (D^0, C_{As}^0) und der Übergang zwischen dem Leitungsband und dem Kohlenstoff-Akzeptor (e^-, C_{As}^0) ([\[Pav94\]](#), [\[Kno06\]](#)). Es zeigt sich eine immer stärkere Energieverschiebung bei Erniedrigung des Abstandes zwischen den einzelnen Drähten. Ab einem Abstand von $a \approx 1,8 \text{ }\mu\text{m}$ scheinen beide Peaks ineinander zu einem Emissionspeak verschoben zu sein.

Diese Rot-Verschiebung bei Anwendung von einer Zugspannung kann dem energetischen Anstieg des Valenzbandes zugeordnet werden [\[Kno06\]](#). Diese Energieverschiebung von $\Delta \varepsilon_v (d = 1,3 \text{ }\mu\text{m}) \approx 15 \text{ meV}$ führt bei konstant gehaltener Anregungsenergie des Lasers entsprechend der [Abbildung 38](#) und der Gleichung (4.11) zu einer Änderung des g -Faktors von $\Delta g(\varepsilon_v) \approx 0,057$ aufgrund der Überschussenergie der optisch generierten Elektronen. Insgesamt zeigt sich, dass sich in erster Näherung folgende verspannungsinduzierte Änderung des g -Faktors bei konstanter Anregungsenergie aus den Messungen extrahieren lässt:

$$\Delta g = \Delta g_{\text{int}} + \Delta g(\varepsilon_v) \approx \frac{1}{3} \Delta g(\Delta g_{\text{int}}) + \frac{2}{3} \Delta g(\Delta g(\varepsilon_v)), \quad (5.12)$$

das bedeutet, dass der größere Teil der verspannungsinduzierten g -Faktor-Änderung $\Delta g(\varepsilon_v)$ zwar eine intrinsische Ursache (Änderung der energetischen Bandkante) besitzt, jedoch aufgrund eines extrinsischen, messtechnisch bedingtem Effekt auftritt (konstante Anregungsenergie). Der kleinere Anteil, Δg_{int} , besitzt einen intrinsischen Ursprung und steht in direktem Zusammenhang mit der durch die Verspannung geänderten Kristallstruktur (z. B. verschiedene interatomare Abstände) [\[Jag85\]](#). Somit ist die Beeinflussung durch Δg_{int} fest vorgegeben, wohingegen die Beeinflussung durch $\Delta g(\varepsilon_v)$ durch eine geeignete Wahl der Anregungsenergie des Lasers ausgeglichen werden kann. Damit kann dieser Anteil also separiert werden, wozu allerdings bei jeder Struktur zuvor zum Beispiel mittels einer Photolumineszenz-Messung die individuelle Größe der Energiebandlücke ermittelt werden muss. Wie erwartet zeigt sich auch eine Temperaturabhängigkeit des Verspannungsgrads, da die Energieverschiebung mit steigender

Temperatur immer geringer wird. So beträgt die Verschiebung zum Beispiel bei $T = 200$ K: $\Delta\epsilon_V(T = 200 \text{ K}) = 50\% \cdot \Delta\epsilon_V(T = 4 \text{ K})$.

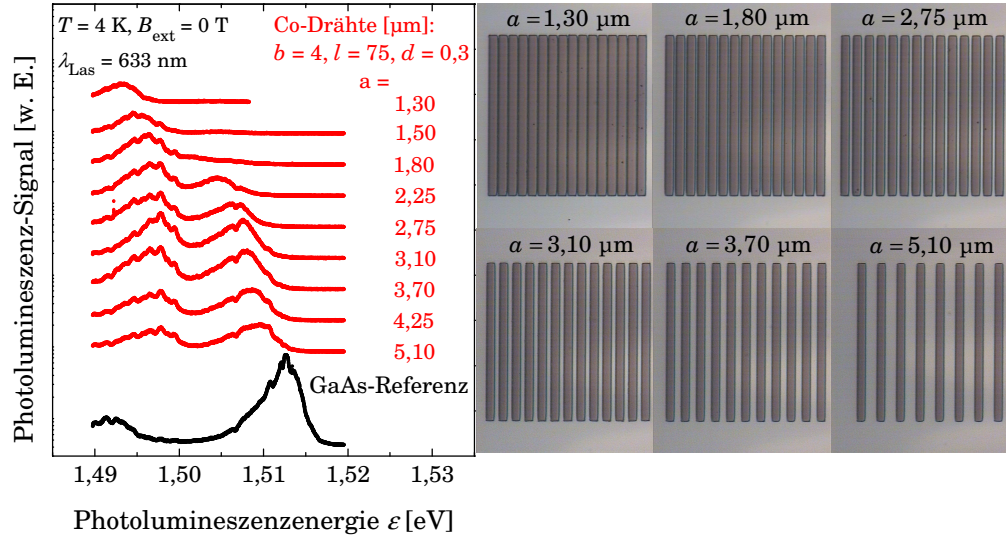


Abbildung 70: Photolumineszenz-Signal über Energie für verschiedene Co-Drahtstrukturen mit unterschiedlichen markanten Abständen a und den zugehörigen Aufnahmen mittels eines optischen Lichtmikroskops.

Es zeigt sich also, dass sich die Verspannung zur Beeinflussung der kohärenten Spindynamik von Elektronen eignet und durch die Abhängigkeiten von den Strukturdimensionen und der Temperatur auch Stellgrößen zu Modifikation vorhanden sind. Zudem sind die Effekte der Verspannung auf den g -Faktor verstanden worden, weshalb auch eine Trennung zwischen intrinsischen und extrinsischen Einflüssen und zwischen verspannungsinduzierten und streufeldinduzierten Effekten möglich ist. In erster Näherung gilt im Falle verspannter Halbleiter für die Larmorfrequenz unter Vernachlässigung effektiver Magnetfelder (z. B. aus einer Kernspinpolarisation):

$$\begin{aligned} \omega_L &= \frac{g_{\text{eff}} \mu_B \mathbf{B}_{\text{ges}}}{\hbar} = \frac{(g + \Delta g(\Delta\epsilon_V) + \Delta g_{\text{int}}) \mu_B (\mathbf{B}_{\text{ext}} + \mathbf{B}_{\text{Streu}})}{\hbar} = \\ &= \frac{\mu_B (g \mathbf{B}_{\text{ext}} + \Delta g(\Delta\epsilon_V) \mathbf{B}_{\text{ext}} + \Delta g_{\text{int}} \mathbf{B}_{\text{ext}} + g \mathbf{B}_{\text{Streu}} + \Delta g(\Delta\epsilon_V) \mathbf{B}_{\text{Streu}} + \Delta g_{\text{int}} \mathbf{B}_{\text{Streu}})}{\hbar} \approx \\ &= \omega_{L,0} + \Delta\omega_L(\Delta\epsilon_V) + \Delta\omega_L(\Delta g_{\text{int}}) + \Delta\omega_L(\mathbf{B}_{\text{Streu}}) + O(\Delta g(\Delta\epsilon_V) \mathbf{B}_{\text{Streu}}, \Delta g_{\text{int}} \mathbf{B}_{\text{Streu}}), \end{aligned} \quad (5.13)$$

wobei Δg_{int} der intrinsischen Änderung des g -Faktors durch die Verspannung entspricht und $\Delta g(\Delta\epsilon_V)$ die Änderung des g -Faktors durch die verspannungsinduzierte Änderung der Energiebandlücke. Die letzten Terme können in erster Näherung vernachlässigt werden, da unter typischen Bedingungen gilt: $\mathbf{B}_{\text{ext}} \gg \mathbf{B}_{\text{Streu}}$ und $g \gg \Delta g(\Delta\epsilon_V)$ beziehungsweise $g \gg \Delta g_{\text{int}}$, womit die Multiplikation dieser kleineren Terme untereinander im Vergleich zu den anderen Termen keine weitere Berücksichtigung mehr finden.

Zum Schluss dieses Abschnittes soll noch angemerkt werden, dass sich für eine Beeinflussung der kohärenten Elektronenspindynamik natürlich auch die Generierung einer Verspannung in Metall-Halbleiter-Hybridsystemen ohne magnetisches Streufeld eignet. Allerdings wäre unter anderem die Frage zu klären, wie lokal diese Verspannung ist, was eine Grundlage für eine weitere Nutzung wäre. Ein anderer Aspekt wäre die gezielte Einbringung einer Verspannung, die

natürlich sowohl von der Präparation als auch den Materialkonstanten und dem Temperaturunterschied abhängt und damit im Vergleich zu den Ferromagneten nicht ohne Weiteres berechnet und maßgeschneidert hergestellt werden kann. Daher widmet sich das anschließende Kapitel der Beeinflussung der Spindynamik nur durch magnetische Streufelder.

5.4.2 Streufeld induzierte Modifikation der kohärenten Elektronenspindynamik

Wie im vorherigen Kapitel erläutert, muss für einen konsistenten Nachweis einer gezielten Modifikation der kohärenten Spindynamik mittels maßgeschneiderter magnetischer Streufelder eine Trennung bei den Hybridstrukturen zwischen den verspannungsinduzierten Effekten und den reinen magnetischen Streufeldeffekten erfolgen. Der Idealfall bestünde sicherlich in einem ausschließlichen Streufeldeffekt, das heißt die verspannungsinduzierten Einflüsse auf die Larmorfrequenz wären vernachlässigbar und für die Larmorfrequenz auf den Hybriden würde gelten: $\omega_L = \omega_{L,0} + \Delta\omega_L(\mathbf{B}_{\text{Streufeld}}) + O(\Delta\omega_L(\Delta\mathcal{E}_V) + \Delta\omega_L(\Delta\mathcal{G}_{\text{int}}))$.

5.4.2.1 Strukturdimensionen

Im Folgenden werden dazu Py-Hybridstrukturen mit einer Sättigungsmagnetisierung von $M_{\text{S,Py}} = 1005 \text{ mT}/\mu_0$ benutzt, die „nur“ eine nominelle Dicke von $d = 80 \text{ nm}$ besitzen, um die Verspannung zu reduzieren. Diese Py-Strukturen wurden bei einem Kooperationspartner (Lehrstuhl für Werkstoffe und Nanoelektronik der Ruhr-Universität-Bochum) auf die bekannten Halbleiterproben des Typs B aufgebracht und sehr ausführlich bezüglich der Domänenbildung und Remanenz untersucht [Las04]. Die zwei AlGaAs-Barrieren erschweren den direkten Kontakt zwischen den Elektronen in der aktiven GaAs-Schicht und den darauf aufgetragenen Ferromagneten, womit die Effekte der dynamischen ferromagnetischen Annäherungspolarisation (*“ferromagnetic proximity polarization”* FPP) ([Eps02], [Bau04]) und dem daraus resultierenden ferromagnetischen Abdruck (*“ferromagnetic imprinting”*) ([Kaw01], [Ciu02]) unterbunden wird. Bei dem ersten Effekt kommt es zu einer spontanen Polarisation von unpolarisierten Elektronen an einer ferromagnetischen Grenzfläche, entsprechend der Magnetisierungsrichtung der Ferromagneten. Mittels des Effekts der dynamischen Kernspinpolarisation (DNP) (siehe Kapitel 5.5.2) überträgt sich diese Polarisation sehr effektiv auf das Kernspinsystem unterhalb des Ferromagnetes, so dass dieser Effekt einen lokalen „Abdruck“ von polarisierten Kernspins zurücklässt.

Permalloy hat einen weiteren Vorteil und zwar ist Py ein Weichmagnet, der schon im Bereich einiger zehn Millitesla annähernd vollständig magnetisiert wird. So können Messungen über verschiedene externe Magnetfelder durchgeführt werden, wobei die Annahme, dass das Py ein konstantes Streufeld generiert bis in diesen sehr niedrigen Magnetfeldbereich Gültigkeit besitzt [Las04]. Bisher sind immer die nominellen Werte für die Breiten, die Längen, die Dicken und die Abstände der Strukturen angegeben worden. Diese Parameter, speziell die Abstände zwischen den Ferromagneten, besitzen einen großen Einfluss auf die Streufeldwerte. Um eine eventuelle Varianz bedingt durch Herstellungsprozesse auszuschließen, wurden nun für eine Probe mit insgesamt 60 unterschiedlichen Strukturen die Strukturdimensionen explizit ermittelt. Wie aus der Abbildung 71 zu entnehmen ist, sind für die lateralen Abmessungen ein Rasterelektronenmikroskop (REM) und für die Dickenmessungen ein Rasterkraftmikroskop (RKM) zum Einsatz gekommen (siehe rote Kreise).

Insgesamt zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung mit den nominellen Werten:

- Dicken $d_{\text{nom}} = 80 \text{ nm} \approx d_{\text{gem}} = 76 \text{ nm}$ (z. B. oben rechts)
- Abstände $a_{\text{nom}} = 4,0 \text{ }\mu\text{m} = a_{\text{gem}}$ (z. B. unten links) oder $a_{\text{nom}} = 0,80 \text{ }\mu\text{m} \approx a_{\text{gem}} = 0,83 \text{ }\mu\text{m}$ (z. B. unten rechts)
- Längen $l_{\text{nom}} = 150,0 \text{ }\mu\text{m} \approx l_{\text{gem}} = 146,9 \text{ }\mu\text{m}$ (z. B. oben links)

Die Abweichung liegen im Bereich unter 5 %. Einzig leichte Abweichungen zu geringeren Werten bis maximal 10 % können bei den Breiten beobachtet werden, zum Beispiel $b_{\text{nom}} = 0,75 \text{ }\mu\text{m} > d_{\text{gem}} = 0,69 \text{ }\mu\text{m}$ (unten rechts und links).

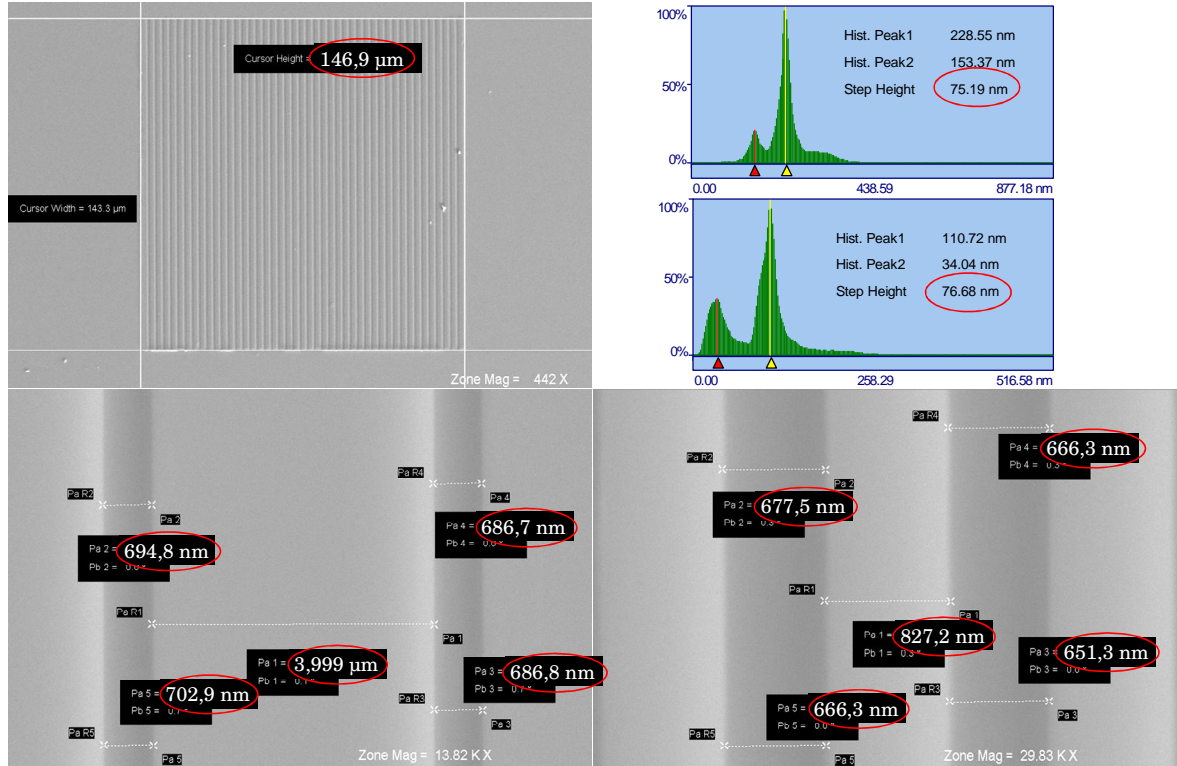


Abbildung 71: Messungen exemplarischer Strukturdimensionen (rote Kreise): Längen (oben links), Breiten und Abstände (unten) mittels der Rasterelektronen-Mikroskops (REM) und Höhen (oben rechts) mittels eines Rasterkraftmikroskops (RKM).

5.4.2.2 Modifikation der kohärenten Tieftemperatur-Spindynamik

Die folgenden Messungen wurden bei erhöhter Temperatur durchgeführt $T = 50 \text{ K}$, um sowohl Einflüsse von spinpolarisierten Kernen (siehe Kapitel 5.5.2) als auch Einflüsse von lokalisierten Donator gebundenen Elektronen (siehe Kapitel 4.3.1) zu umgehen. Aufgrund der Optimierung des Streufeldbetrages wird in diesem kompletten Abschnitt ausschließlich die Probe B benutzt. Die Messungen, dargestellt auf der linken Seite der [Abbildung 72](#) zeigen einen deutlichen Streufeldeffekt, da im Gegensatz zu den verspannungsinduzierten Einflüssen die Larmorfrequenz gegenüber der Referenz *erhöht* ist. So kommt es nach ungefähr $\Delta t \approx 1,7 \text{ ns}$ wieder zu der markanten Situation, dass die Spinprojektion bezogen auf die Referenz genau den entgegengesetzten Wert annimmt (grau gestrichelt).

Auf der rechten Seite der [Abbildung 72](#) sind die Ergebnisse von Kurvenanpassungen auf der gleichen Struktur für ein variierendes externes Magnetfeld und ansonsten unter gleichen Bedingungen wiedergegeben. Aufgetragen ist dabei die Differenz der Larmorfrequenzen im Ver-

gleich zur Referenzmessung über das externe magnetische Feld. Eine lineare Kurvenanpassung zeigt eine konstant ansteigende Larmorfrequenz, die zum einen aus einem konstanten “offset” der Larmorfrequenz bedingt durch einem bei höheren externen Magnetfeldern von $B_{\text{ext}} > 150$ mT konstanten Streufeld (siehe korrigiertes Streufeld grau gestrichelt) besteht. Zum anderen existiert ein linear ansteigender Anteil (schwarze Linie), der aus den verspannungsinduzierten Einflüssen in Form eines geänderten g -Faktors resultiert:

$$\Delta\omega_L(B_{\text{ext}}) = \Delta\omega_L(B_{\text{Streu}}) + \Delta\omega_L(\Delta g) = \text{const} + \frac{\Delta g \mu_B}{\hbar} B_{\text{ges}} \quad \text{mit } B_{\text{ges}} = B_{\text{ext}} + B_{\text{Streu}}. \quad (5.14)$$

Dieses Modell ergibt eine gute Übereinstimmung für $B_{\text{ext}} > 150$ mT. Bei dem Wert $B_{\text{ext}} \approx 80$ mT ist dagegen schon eine deutliche Verringerung zu erkennen, die aber aufgrund der Tatsache, dass es sich hierbei um nur einen Messpunkt handelt, als nicht signifikant angesehen werden muss. Das korrigierte Streufeld wird ermittelt, indem der verspannungsinduzierte lineare Effekt von den Daten abgezogen wird. Insgesamt ist also eine lokale Modifikation des externen Magnetfelds in Höhe von ungefähr 13 % ersichtlich, zum Beispiel für den Fall eines externen Feldes von $B_{\text{ext}} = 160$ mT und dem resultierenden Streufeld von $B_{\text{Streu}} = 21$ mT. Mit dieser Methode lassen sich also die Streufeldeffekte von den Einflüssen der Verspannung separieren, da nur eine Änderung des g -Faktors zu einem konstanten Anstieg mit dem externen Magnetfeld führt.

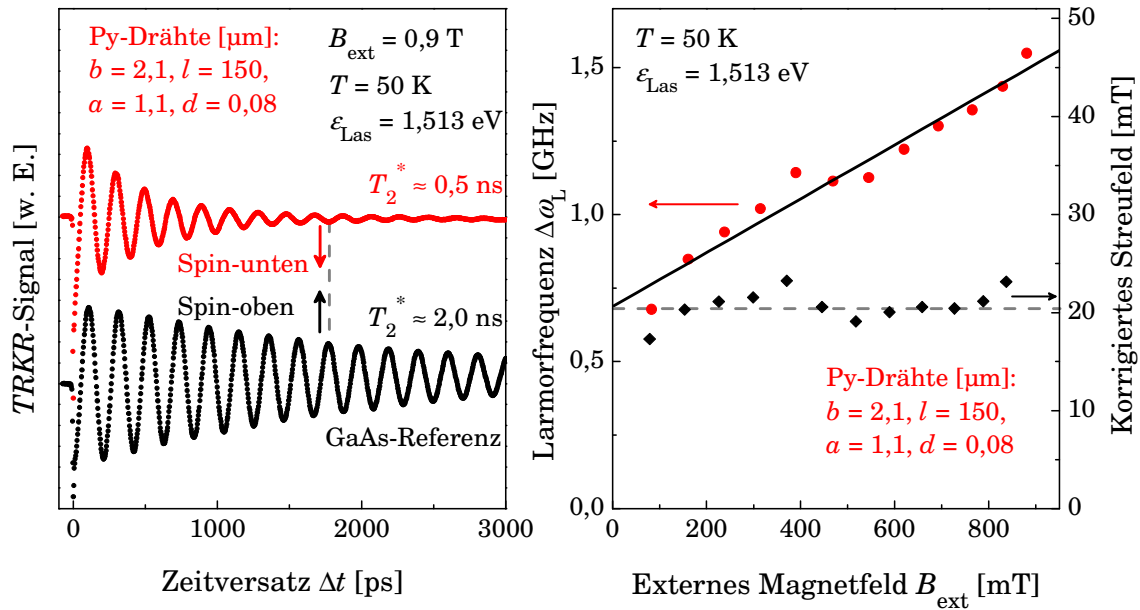


Abbildung 72: Links: Zeitaufgelöste Kerr-Rotationsmessungen auf und neben einer Py-Drahtstruktur bei erhöhter Temperatur von $T = 50$ K. Rechts: Die Differenzen zwischen den Larmorfrequenzen über das externe Magnetfeld für die Py-Hybridstruktur mit einer linearen Anpassung, die im Falle der rechten Achse von den Messdaten abgezogen wird, um ein korrigiertes Streufeld zu erhalten.

Der Nachweise einer Modifizierung der kohärenten Spindynamik von Elektronen in einem Volumenhalbleiter mittels mikrostrukturierter Ferromagnete wurde im Rahmen dieser Arbeit erstmals erbracht ([Hoh06b], [Hoh08]). Parallel hierzu wurde von anderen Gruppen das gleiche Prinzip der Modifikation der Elektronenspindynamik in einem InGaAs-Quantenfilm erfolgreich angewendet ([Mei06], [Mei06b], [Mei07]).

Auch geringe Abweichungen von 5 % zwischen den nominellen und tatsächlichen Dimensionen können aufgrund der nicht vorhandenen Linearität innerhalb der Streufeldberechnung zu deutlich geänderten Ergebnissen führen. Aus diesem Grund werden die mittels RKM und REM gemessenen Werte für die analytischen Streufeldberechnungen (schwarze Linien) in der [Abbildung 73](#) herangezogen, da aufgrund mehrerer Schritte bei der Herstellung eine gewisse Varianz von den nominellen Werten zu erwarten ist. Daher werden die Messwerte der Dimensionen als genauer angenommen, trotz der Tatsache, dass natürlich auch bei diesen Messungen Ungenauigkeiten auftreten können.

In der [Abbildung 73](#) sind sowohl die Differenzen der Larmorfrequenzen (siehe unten) als auch die Spindephasierungszeiten (siehe oben) über die verschiedenen Strukturtypen aufgetragen. Dabei werden auf der linken Seite die Abstände a bei fester Breite von $b = 2 \mu\text{m}$ und auf der rechten Seite die Breiten b bei einem festen Abstand von $a = 0,68 \mu\text{m}$ variiert.

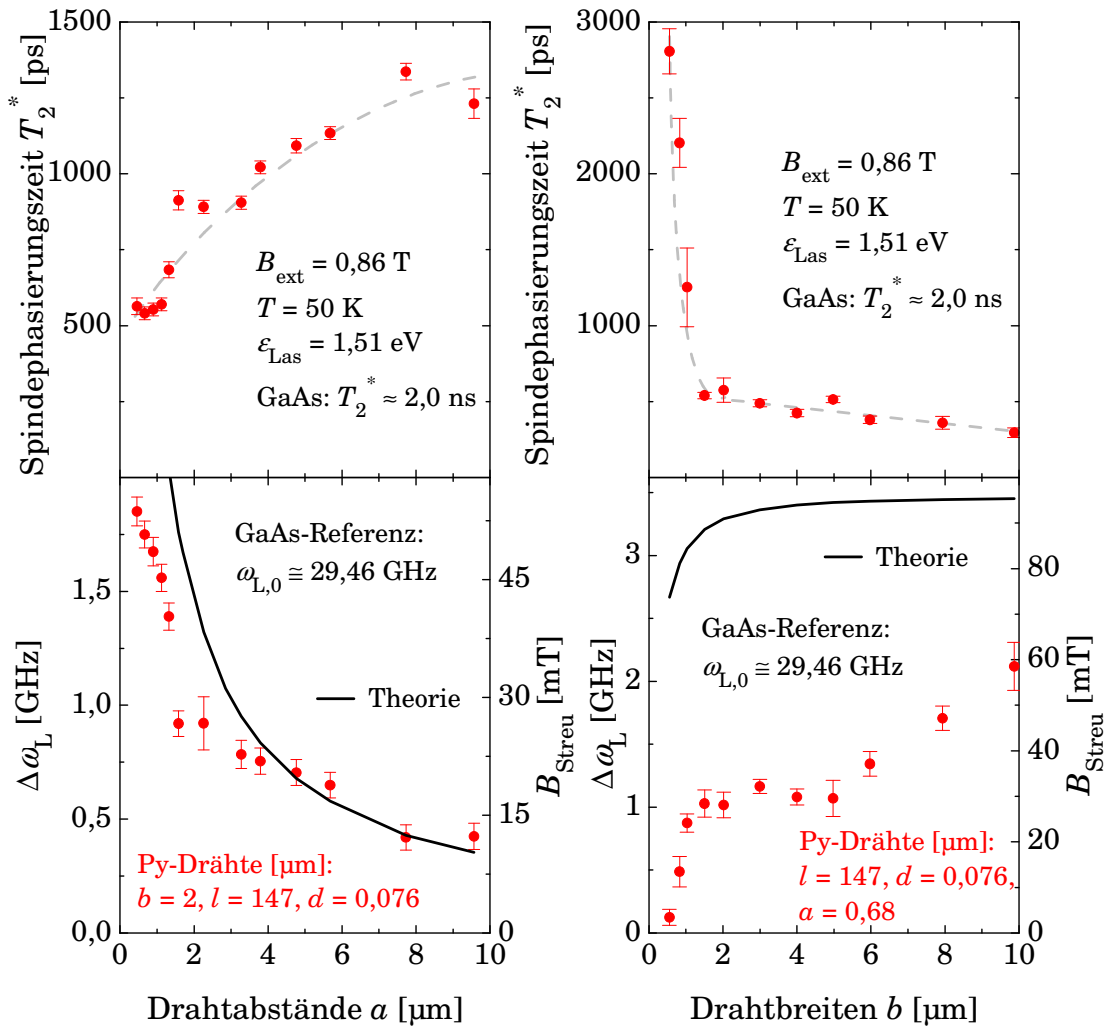


Abbildung 73: Links: Spindephasierungszeit (oben) und Differenzen der Larmorfrequenzen zwischen Referenz und Py-Drähten mit fester Breite und variablen Abstand. Rechts: Spindephasierungszeit (oben) und Differenzen der Larmorfrequenzen zwischen Referenz und Py-Drähten mit festem Abstand und variabler Breite. Optische Führungslinien (grau gestrichelt) und theoretische Streufeldberechnungen (schwarze Linien).

Es ist festzuhalten, dass eine deutliche Variation des Streufeldes in Abhängigkeit der ferromagnetischen Abmessungen beobachtet wird. Es besteht zum Beispiel eine starke nicht lineare Abhängigkeit zwischen dem Abstand und der Änderung der Larmorfrequenz, so dass bei dem kleinsten gemessenen Abstand von $a = 0,46 \mu\text{m}$ eine Beeinflussung der Larmorfrequenz von maximal $\Delta\omega_L/\omega_{L,0} \approx 6,3 \%$ möglich ist. Ebenso weißt die Breite der Strukturen eine Abhängigkeit von der Änderung der Larmorfrequenz auf, in der Richtung, dass breite Strukturen eine höhere Beeinflussung ermöglichen. Es konnte bei einer Breite von $b = 9,9 \mu\text{m}$ eine Modifikation der Larmorfrequenz von maximal $\Delta\omega_L/\omega_{L,0} \approx 7,2 \%$ erreicht werden.

Im Vergleich zu dem entsprechend der Streufeldberechnungen theoretisch erwarteten Verlauf zeigt sich eine Übereinstimmung bezüglich des qualitativen Verlaufs. Jedoch sind aufgrund der Verspannung die experimentell ermittelten Differenzen der Larmorfrequenzen fast immer zu niedrig. Da die Verspannung wie aus [Abbildung 70](#) bekannt mit einem geringer werdenden Abstand beziehungsweise mit einer größer werdenden Breite zunimmt, ist die Abweichung zwischen Experiment und Theorie direkt abhängig vom Grad der Verspannung. Die Abweichungen auf der rechten unteren Seite sind eklatanter, da mit einem Drahtabstand von $a = 0,68 \mu\text{m}$ ein kleiner Abstand gewählt wurde, der schon grundsätzlich einer starken Verspannung unterliegt, die sich mit der Breitenvariation der Drahtstrukturen noch weiter verschlechtert. Hinzu kommt die relativ große Streuung der Larmorfrequenzen, da die Kombination kleiner Abstand und große Breiten natürlich ein sehr schlechtes Verhältnis zwischen der messbaren Halbleiterfläche und der störenden Fläche der Ferromagneten darstellt. Zum Beispiel reduziert sich die messbare Halbleiterfläche auf maximal 6 % für den breitesten Draht ($b = 10 \mu\text{m}$).

Die jeweiligen Spindephasierungszeiten ergeben praktisch ein Spiegelbild der Situation bei den Larmorfrequenzen. Der Grund der scheinbar verkürzten Spindephasierungszeiten auf den Hybridsystemen liegt in dem Vorhandensein von Inhomogenitäten der zusätzlichen Streufelder. Diese Inhomogenitäten sind proportional zu den Beträgen der Differenz der Larmorfrequenzen als Maß für die Stärke des zusätzlichen Streufeldes. Das bedeutet, umso kleiner diese Differenz ist, desto mehr nähert sich die Spindephasierungszeit dem Wert der Referenz an. Die Wirkung von inhomogenen Streufeldern auf die Spindynamik wird ausführlich in Kapitel 7 diskutiert und soll daher an dieser Stelle nur verwiesen werden. Insgesamt ist damit eine Beeinflussung der Spindephasierungszeit bis zu einem Faktor von ungefähr $T_{2,\text{GaAs}}^*/T_{2,\text{Py-GaAs}}^* = 600 \%$ realisierbar. Eine Modifikation der Spindephasierungszeit könnte auch als Grundlage für spinbasierende Schaltungsfunktionen in spintronischen Bauelemente [\[Hal06\]](#) benutzt werden und ist daher ein interessantes Forschungsgebiet.

5.4.2.3 Modifikation der kohärenten Elektronenspindynamik bei Raumtemperatur

Eine Möglichkeit die verspannungsinduzierten Effekte nicht nur zu separieren, sondern annähernd komplett auszuschalten, stellt der Übergang zu höheren Temperaturen dar, wie in [Abbildung 74](#) gezeigt. Allerdings führen natürlich sowohl das niedrigere Signal als auch die kürzen Spindephasierungszeiten zu einer komplexeren und ungenaueren Auswertung der Frequenzen. So kann bei Tieftemperatur die ganze *TRKR*-Kurve angepasst werden, was aufgrund der Vielzahl von Schwingungen zu hervorragenden Genauigkeiten bei der Frequenzauswertung führt. Alternativ kann aber auch wie zum Beispiel im Einsatz der [Abbildung 74](#) gezeigt, einfach die zeitlichen Positionen der Maxima evaluiert werden, zum Beispiel über Bildung der Ableitung $df(\Delta t)/\Delta t = 0$, wobei daraufhin diese Zeiten als Differenzen zu der Referenz aufgetragen werden können. Aus der Steigung dieser Punkte folgt sofort $g \cdot B_{\text{ges}}$, in das wiederum das geänderte

Magnetfeld und der geänderte g -Faktor einfließt. Aufgrund der starken Dämpfung funktioniert diese Methode jedoch nicht mehr bei Raumtemperatur. Dies liegt daran, dass die sehr ausgeprägte Dämpfung die Maxima und Minima zu kürzeren Zeiten hin verschiebt, da die Cosinus-Funktion stark deformiert wird. So würde bei Anwendung dieser Methode fälschlicher Weise eine zu hohe Frequenz evaluiert werden.

Es bleibt bei Raumtemperatur die Auswertung der Nulldurchgänge, die durch diesen Effekt nicht betroffen sind. Allerdings kann der erste Nulldurchgang in Bezug auf $\Delta t = 0$ nicht zur Auswertung benutzt werden, da dieser noch sehr stark durch das kohärente Artefakt bestimmt ist (siehe Kapitel 2.3.1.3). So bleiben im Prinzip nur zwei Nulldurchgänge für die Auswertung übrig. Ein Fehler von $\Delta(\Delta t) = 5$ ps würde schon in einem Fehler in der Larmorfrequenz von $\Delta\omega_L \approx 1$ GHz resultieren, so dass diese Methode nicht die benötigte Genauigkeit bietet. Auch wenn die Ableitung für die Nulldurchgänge berechnet wird, ist diese aufgrund der flachen Steigung der hinteren Durchgänge nicht genau genug. Im Ergebnis ist die Kurvenanpassung der kompletten Kurve das einzig probate Mittel, eine Auswertung mit vernünftiger Präzision zu erhalten. Dabei kann wahlweise das kohärente Artefakt mit einer zusätzlichen Zeitkomponente angepasst werden (Variante 1), zum Beispiel mit einer reinen quadrierten Secans Hyperbolicus Funktion ohne oszillierenden Anteil (siehe Kapitel 3.1.2 und 4.3.2). Alternativ kann die Kurvenanpassung auch erst nach einer Zeit beginnen, nach der diese „Störungen“ aus dem Signal vernachlässigbar sind, zum Beispiel ab $\Delta t > 50$ ps (Variante 2). Beide Varianten ergeben im Prinzip die gleiche Genauigkeit wieder. Umso kürzer jedoch die Oszillationen sind, umso eher ist es zu empfehlen, die komplette Kurve anzupassen, da unter Umständen bei einem Abschneiden der vorderen Messpunkte $\Delta t < 50$ ps zu viele Daten verloren gehen.

Wie den zwei Messkurven auf der rechten Seite der [Abbildung 74](#) entnommen werden kann, ist es so möglich, die Messpunkte hervorragend mit einer Kurvenanpassung (Variante 1 mit Anpassung des kohärenten Artefakts) in Übereinstimmung zu bringen (rote und schwarze Linien). Damit ist es dann auch möglich die Larmorfrequenzen bei Messungen auf den Hybridstrukturen mit einer Abweichung von < 1 % zu evaluieren. Dabei kann diese Aussage unter anderem dadurch verifiziert werden, dass zum Beispiel die angepasste Präzessionsfrequenz von Hand um 2 % erhöht oder erniedrigt wird, mit dem Versuch, daraufhin mit dieser „falschen“ Larmorfrequenz als Unter- beziehungsweise Obergrenze die Messung erneut anzupassen. Nicht nur optisch kann solchen Anpassungen die Abweichung von den Messwerten deutlich angesehen werden, sondern auch mathematisch ergibt diese Anpassung sehr hohe Residuen. Im Ergebnis können große Messunsicherheiten innerhalb der Präzessionsfrequenz aufgrund der hohen Dämpfung und der geringeren Anzahl an Oszillationen ausgeschlossen werden, wenn die korrekte Evaluierungsmethode angewandt wird (z. B. Variante 1).

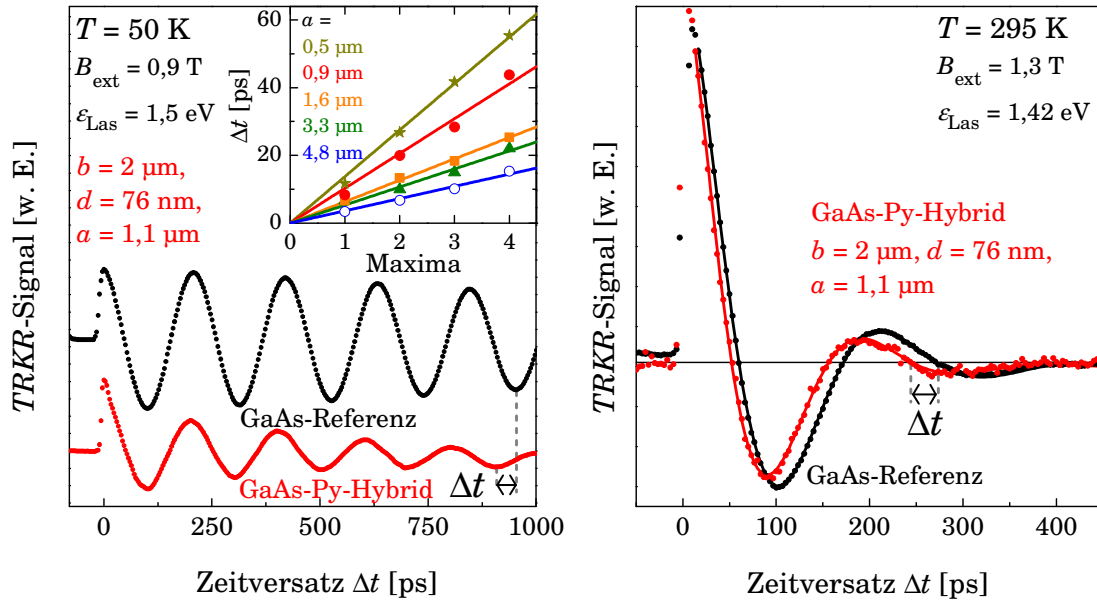


Abbildung 74: Zeitaufgelöste Kerr-Rotationsmessungen bei Tief- (links) und Raumtemperatur (rechts) jeweils auf Py-Hybriden mit externem Magnetfeld und Kurvenanpassungen (durchgezogene Linien rechts). Einsatz: Zeitversatz verschiedener Strukturen über Anzahl von Maxima mit linearen Anpassungen.

An dieser Stelle soll noch angemerkt werden, dass aufgrund des zuvor schon diskutierten Effekts der Inhomogenität der Streufelder (siehe [Abbildung 73](#)) die Spindephasierungszeit teilweise einer deutlichen Reduzierung unterliegt. In den Fall der Tieftemperaturmessung ergibt sich für die Struktur bei einem Drahtabstand von $a = 0,9 \mu\text{m}$:

$$T_{2,\text{GaAs}}^*(T = 50 \text{ K}) \approx 2,5 \text{ ns} \gg 0,5 \text{ ns} \approx T_{2,\text{Py-GaAs}}^*(T = 50 \text{ K}) \Rightarrow \frac{T_{2,\text{GaAs}}^*}{T_{2,\text{Py-GaAs}}^*} \approx 500 \% , \quad (5.15)$$

dagegen ist bei Raumtemperatur fast unabhängig von dem Drahtabstand nur eine kleine Verringerung $\Delta T_2^* = T_{2,\text{GaAs}}^* - T_{2,\text{Py-GaAs}}^*$ zu beobachten:

$$T_{2,\text{GaAs}}^*(T = 295 \text{ K}) \approx 0,1 \text{ ns} \text{ und } \Delta T_2^*(T = 295 \text{ K}) < 0,1 \cdot T_{2,\text{GaAs}}^* . \quad (5.16)$$

Diese Tatsache lässt sich dadurch erklären, dass die Spinrelaxationszeit bei den Hybridsystemen durch die Dephasierungszeit des Ensembles von Spinzuständen limitiert ist. Das bedeutet, dass es für den Fall von positionsabhängigen Larmorfrequenzen, die sich lateral aufgrund der Inhomogenität des magnetischen Streufeldes ausbilden, zu einem Auseinanderlaufen der Einzelspinvektoren kommt. Je länger die Spins diesem inhomogenen Magnetfeld ausgesetzt sind, desto größer sind die Phasenunterschiede innerhalb der Einzelspins untereinander, was sich im Mittel in einer reduzierten Spindephasierungszeit des Ensembles auswirkt. Dieses Phänomen wird in Kapitel 7 ausführlich mit Hilfe von Spins an festen Positionen untersucht. Jedoch sind bei Raumtemperatur die Spinrelaxationsraten so hoch, dass dieser Ensembleeffekt innerhalb der kurzen Spindephasierungszeit zu keiner auffälligen Wirkung kommen kann. Es fehlt den Einzelspins einfach die Zeit zum Auseinanderlaufen in Bezug zueinander. Hinzu kommt, dass bei Raumtemperatur keine Lokalisierung der Elektronen gegeben ist, sondern ganz im Gegenteil aufgrund der hohen thermischen Energie eine sehr effektive Mittelung über die lateralen Positionen zu erwarten ist.

Obwohl eine gewisse Asymmetrie durch die ungleichmäßig eingebrachte Verspannung nicht ausgeschlossen werden kann, wird davon ausgegangen, dass die Verspannung in erster Linie unabhängig von der Ausrichtung der Strukturen ist. Im Gegensatz dazu beträgt jedoch das berechnete magnetische Streufeld entlang des externen Feldes für die Mitte der Drahtstrukturen nur $B_{\text{Streu},x} \approx 1 \text{ } \mu\text{T}$, wenn die Drähte nicht wie bisher senkrecht sondern parallel zu dem externen Magnetfeld ausgerichtet werden. Auf diese Weise sollte also auch eine Separation zwischen dem reinen Verspannungseffekt und dem magnetischen Streufeld möglich sein. Auf der linken Seite der [Abbildung 75](#) ist wiederum eine zeitaufgelöste Kerr-Rotationsmessung bei Raumtemperatur einer Referenz zu sehen. Wie den beiden Einsätzen im linken Teil der [Abbildung 75](#), die eine Vergrößerung dieser Messkurven darstellen, zu entnehmen ist, existiert für den Fall der parallelen Ausrichtung der Drähte in Bezug auf das externe Magnetfeld kein signifikanter zeitlicher Versatz, im Gegensatz zu der typischen senkrechten Ausrichtung. Dies lässt in Übereinstimmung mit dem Modell, dass aufgrund der Differenzen in den thermischen Ausdehnungskoeffizienten eine Verspannung innerhalb der Hybridsysteme generiert wird, den Schluss zu, dass ohne Kühlen der Probe eine verspannungsfreie Situation erreichbar ist und die gemessenen Larmorfrequenzen einzig dem magnetischen Streufeld der mikrostrukturierten Ferromagneten zu zuordnen sind.

Ein weiterer Beweis für diese Annahme, dass die Verspannung eine untergeordnete Rolle übernimmt ist in dem Einsatz auf der rechten Seite der [Abbildung 75](#) zu entnehmen. Dort sind die Larmorfrequenzen sowohl für die Referenz als auch auf einer Py-Drahtanordnung über das externe Magnetfeld aufgetragen und mit einer linearen Kurvenanpassung versehen. Entsprechend den Erkenntnissen unter anderem aus [Abbildung 72](#), würde eine Verspannung in einer anderen Steigung der linearen Abhängigkeit zwischen externem Magnetfeld und der Larmorfrequenz resultieren. Nur wenn die g -Faktoren beider Systeme identisch sind, ergeben sich die gleichen beobachteten Steigungen. Die parallelen Verschiebungen dagegen spiegelt direkt das zusätzliche magnetische Streufeld wider, da bei diesen hohen externen Feldern von einer kompletten Magnetisierung des Py-Materials ausgegangen werden kann.

Die durchgezogenen Linien auf der linken Seite der [Abbildung 75](#) zeigen wieder eine hervorragende Übereinstimmung der Kurvenanpassung zu den experimentellen Messpunkten und garantieren daher eine ausreichend genaue Auswertung der Larmorfrequenzen. Diese evaluierten Larmorfrequenzen sind im Vergleich zur Referenzfrequenz über die Drahtabstände auf der rechten Seite der [Abbildung 75](#) aufgetragen. Es zeigt sich eine starke Abhängigkeit zwischen dem generierten magnetischen Streufeld und der daraus resultierenden Larmorfrequenz von dem Abstand innerhalb der Drahtanordnungen. Es ist eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den gemessenen Werten und den errechneten Werten basierend auf dem analytischen Streufeldmodell gegeben. Insgesamt kann eine Erhöhung der Larmorfrequenz von ungefähr 10 % entsprechend ungefähr $\Delta\omega_L \approx 3 \text{ GHz}$ erreicht werden, was einem beachtlichen lokal begrenztem Streufeld von $B_{\text{Streu}} \approx 120 \text{ mT}$ entspricht. Aufgrund dieser guten Übereinstimmung ist eine systematische Auslegung der Hybridstrukturen möglich, um den gewünschten Grad der Modifikation zu realisieren. Damit gelingt ein erstmaliger Nachweis einer gezielten Manipulation von kohärenten Elektronenspinzuständen bei Raumtemperatur mittels mikrostrukturierter Ferromagnete [[Hoh08](#)].

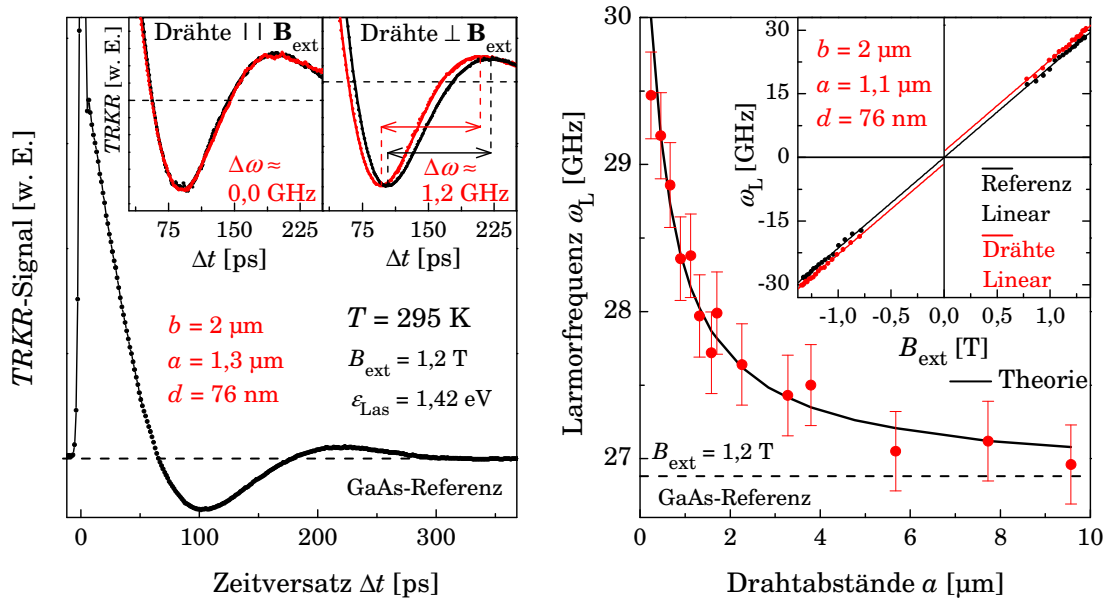


Abbildung 75: Links: Zeitaufgelöste Kerr-Rotationsmessung (Referenz) bei Raumtemperatur. Einsätze: Vergrößerte Messkurven von Py-Drahtstrukturen verschiedener Ausrichtungen, senkrecht und parallel zum externen Magnetfeld. Rechts: Evaluierte Larmorfrequenzen der Referenz (gestrichelt) und verschiedener GaAs-Py-Hybridstrukturen mit variablem Drahtabstand bei Raumtemperatur. Im Vergleich dazu theoretische Werte basierend auf dem Streufeldmodell (durchgezogene Linie). Einsatz: Larmorfrequenzen der Referenz (schwarz) und der Py-Hybride (rot) über externem Magnetfeld mit linearen Anpassungen (Linien).

Zum Abschluss dieses Abschnitts wird vorgestellt, wie sich die räumliche Verteilung des magnetischen Streufeldes gestaltet. Dabei wurde ohne Verfahren der maximal fokussierten Laserstrahlen mit Hilfe einer Mikrometerschraube der Kryostat in lateraler Richtung schrittweise verschoben und dabei jeweils die Larmorfrequenz bei Raumtemperatur und externem Magnetfeld gemessen. Das Ergebnis ist in [Abbildung 76](#) dargestellt und zeigt den raschen Übergang zwischen der Larmorfrequenz des GaAs-Volumenmaterials von $\omega_{L,0} \approx 27,82 \text{ GHz}$ zu der Larmorfrequenz auf der Py-Hybridstruktur von $\omega_{L,0} \approx 29,75 \text{ GHz}$.

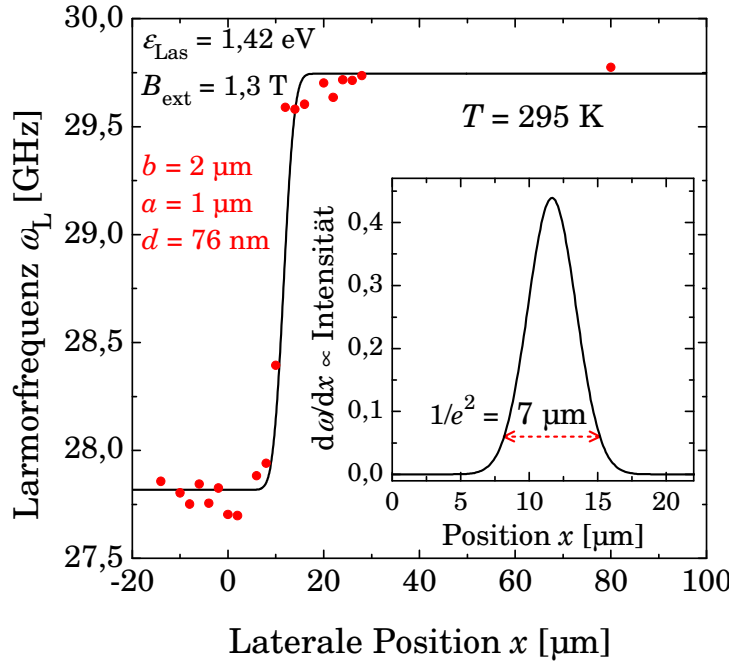


Abbildung 76: Evaluierte Larmorfrequenzen (rote Punkte) bei einer lateralen Rasterung von dem Volumenhalbleitermaterial auf eine ferromagnetische Py-Struktur bei Raumtemperatur. Kurvenanpassung mittels Modellierung des erwarteten Verlaufs (durchgezogene Linie). Einsatz: Rekonstruiertes Gauß-Profil der beiden überlappenden Laserstrahlen

Der erwartete Verlauf der Messdaten entspricht dem Überlapp zwischen dem magnetischen Streufeld der Ferromagnete und den beiden komplett aufeinander liegenden Gauß-förmigen Pump- und Probe-Laserstrahlprofilen. Da nach Kapitel 5.3.1 erwartet wird, dass sich das Streufeld auf sehr kurzer Längenskala ändert beziehungsweise zu $B_{\text{Streu}} \rightarrow 0$ strebt, ist in guter Näherung als Modell für die Kurvenanpassung der Datenpunkte aus [Abbildung 76](#) eine integrierte Gauß-Funktion anzunehmen. Entsprechend gilt für das Profil der Gauß-Strahlen und deren Integration beziehungsweise schließlich für das angenommene Modell (Details siehe Gleichung (6.9) aus Kapitel 6.4):

$$\begin{aligned}
 G_{\text{opt}} &= G_{\text{Pump}}(r) = G_{\text{Probe}}(r) = \text{const} \cdot \exp\left(-\frac{2 \cdot (r-r_0)^2}{w^2}\right) \Rightarrow \\
 \int G_{\text{opt}} dr &= \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \cdot w \cdot \text{Erf}\left(\frac{\sqrt{2}(r-r_0)}{w}\right) \Rightarrow \\
 \text{Modell}(r, w) &= \omega_{L,0} + \text{const} \cdot w \cdot \left(\text{Erf}\left(\frac{\sqrt{2}(r-r_0)}{w}\right) + 1 \right),
 \end{aligned} \tag{5.17}$$

Wobei r_0 als Parameter eingeführt wird, um einen variablen Nullpunkt der Gauß-Funktion zu ermöglichen, da die Messungen von einem willkürlich gesetzten Nullpunkt ausgehen. Die Funktion $\text{Erf}(x)$ stellt dabei die Fehlerfunktion dar. Die letzte Addition der Zahl 1 dient nur der Angleichung von Konstanten. Bei einer eindimensionalen Messung ($y = 0$) kann die Variable r durch die Variable x ersetzt werden. Das Ergebnis dieses Modells ist ebenfalls in [Abbildung 76](#) dargestellt (schwarze Linie) und ergibt eine gute Übereinstimmung mit den gemessenen Daten. Wird diese angepasste Modellfunktion nun wieder abgeleitet, so lässt sich das Profil der opti-

schen Gauß-Strahlen rekonstruieren, wie im Einsatz der [Abbildung 76](#) gezeigt. Es ergibt sich eine $1/e^2$ -Breite von ungefähr $d_{\min, \text{gem}} \cong 7,0 \text{ } \mu\text{m}$. Der theoretische durch Beugung begrenzte Wert aus Kapitel [3.1.4](#) von $d_{\min, \text{th}} \cong 6,1 \text{ } \mu\text{m}$ stellt eine durch maximale Fokussierung erreichbare minimale Spotgröße dar. Somit kann eine Abschätzung mittels einer oberen Grenze für den Übergang $x_{\text{Üb}}$ des magnetischen Streufeldes zwischen der Position x_0 , an der die Ferromagnete beginnen und der Position an der das Streufeld gegen Null strebt, vorgenommen werden:

$$B_{\text{Streu}}(x < \tilde{x}) \approx 0 \text{ mit } \tilde{x} = x_0 - x_{\text{Üb}} \text{ wobei } x_{\text{Üb}} < 1 \text{ } \mu\text{m}. \quad (5.18)$$

Das Ergebnis bestätigt also die im Submikrometer-Bereich liegende Lokalisierung magnetischer Streufelder von mikrostrukturierten Ferromagneten, wie auch nach den analytischen Streufeldmodellierungen aus Kapitel [5.3.1](#) zu erwarten ist.

5.5 Manipulation kohärenter Elektronenspinzustände in GaAs-Metall-Hybriden

Das folgende Kapitel beschäftigt sich in erster Linie mit der Beeinflussung von kohärenten Spinzuständen in Hybridsystemen bestehend aus GaAs und einem Metall, wie zum Beispiel Gold. Jedoch soll zuvor die Beeinflussung der Spindynamik mittels der Elektronen-Kern-Wechselwirkung angesprochen werden, da diese eine zentrale Rolle in den folgenden Abschnitten übernimmt.

5.5.1 Dynamische Kernspinpolarisation

Wie in Kapitel 4.3.4.3 erläutert wurde, existiert eine Hyperfein-Austauschwechselwirkung zwischen den Elektronenspins und den Kernspins, die zum Beispiel in einer Reduzierung der Spindephasierungszeit resultiert. Diese Wechselwirkung führt aber zudem noch zu anderen interessanten Effekten, die im Folgenden diskutiert werden. Zum Beispiel kann eine Polarisation von Elektronenspins auch zu einer Polarisation von Kernspins $P_{s,K}$ führen. Ein weiterer Effekt ist das Auftreten effektiver Magnetfelder, die sowohl von den Elektronenspins aufgrund einer Kernspinpolarisation wahrgenommen werden („Overhauser Feld“ [Ove53]) als auch im Gegenzug sich für die Kernspins durch eine Elektronenspinpolarisation („Knight Feld“) [Mei84] auswirken.

Nachdem die Elektronenspins ständig optisch neu ausgerichtet werden, folgt aus diesem Prozess eine sehr effektive Ausrichtung der Kernspins über einen Transfer (Austausch) der Spins („flip-flop“) in das Kernspinsystem. Das bedeutet, dass die ausgerichteten Elektronenspins ihre Spinausrichtung mit dem Kernspinsystem abgleichen, was einer Reduktion der Elektronenspinpolarisation entspricht. Diese wird aber immer wieder optisch neu aufgebaut und so wird schließlich das Kernspinsystem ebenfalls mit jedem Laserpuls optisch gepumpt. Dieser Prozess funktioniert nur aufgrund der Tatsache, dass zwischen den Spinrelaxationszeiten der Elektronen und Kerne zahlreiche Größenordnungen liegen (energetischer Flaschenhals), also die Kernspins im Gegensatz zu den immer wieder neu orientierten Elektronenspins ihre Ausrichtung behalten. Der Mechanismus wird daher dynamische Kernspinpolarisation („*dynamic nuclear polarization*“ DNP) genannt. Experimentell wurde die dynamische Kernspinpolarisation erstmals 1968 von Lampel ([Lam68]) nachgewiesen, eine vollständige theoretische Beschreibung folgte im Anschluss (z. B. [Pag77], [Mei84]). Aufgrund des geringen magnetischen Kernmoments, was circa 2000-mal kleiner ist, als das magnetische Elektronenmoment, ist es fast ausgeschlossen, nur mit Hilfe eines externen Magnetfeldes über die Zeemann-Aufspaltung eine thermodynamische Gleichgewichtskernspinpolarisation zu erreichen. So wären zum Beispiel trotz einer sehr geringen Temperatur von $T = 1$ K und sehr großen unter normalen Umständen kaum zu erreichenden Magnetfeldern von $B_{\text{ext}} = 100$ T nur geringe Polarisationsgrade $P_{s,K}(B_{\text{ext}} = 100 \text{ T}, T = 1 \text{ K}) \approx 1 \%$ möglich [Dya08]. Mit Hilfe des Spintransfers der optisch erzeugten polarisierten Elektronenspins lassen sich dagegen Kernspinpolarisation von bis zu $P_{s,K} \approx 50 \%$ realisieren [Mei84].

Die Hyperfein-Austauschwechselwirkung besitzt nach Gleichung (4.41) die Form: $\hat{H}_{\text{HFW}} = A_{\text{HFW}} \hat{\mathbf{I}} \cdot \hat{\mathbf{S}}$. Dabei ist die Austauschkonstante $A_{\text{HFW}} \propto |\psi(\mathbf{R}_i)|^2$ also proportional zu der

Wahrscheinlichkeit, dass sich das Elektron am Ort des Kerns aufhält. Das bedeutet zum einen, dass dieser Austausch für p -artige Zustände nicht stattfindet, da deren Aufenthaltswahrscheinlichkeit am Kernort Null beträgt. Jedoch s -artige Zustände, wie zum Beispiel die Leitungsbandelektronen, besitzen an dieser Position einen endlichen Wert bezüglich der Aufenthaltswahrscheinlichkeit. Zum anderen folgt daraus, dass die Austauschkonstante mit großer Ordnungszahl Z zunimmt, speziell für Elektronen, die dem Kern sehr nahe sind und bei denen die Abschirmung der inneren Schalelektronen nicht mehr so effektiv ist. Die Aufenthaltswahrscheinlichkeit am Kernort ist für Donator gebundene Elektronen deutlich größer als für freie Leitungsbandelektronen, was sich ebenfalls direkt in der Stärke der Austauschkonstante widerspiegelt. So erklärt sich auch die besondere Funktion der Donator gebundenen Elektronen im Bereich der Spinrelaxation über die Hyperfein-Austauschwechselwirkung (siehe 4.3.4.3). Zudem ist diese Austauschwechselwirkung umso effizienter, je länger die Elektronen ihren Spin behalten.

Die Kernspins wechselwirken untereinander über eine Dipol-Dipol-Wechselwirkung, die über ein lokales Magnetfeld beschrieben werden kann, wobei gilt: $B_L \sim 0,1 \text{ mT}$ [Dya08]. Daraus resultiert eine Präzession des Kernspins in diesem Feld auf einer Zeitskala von:

$$\hbar\omega = g\mu_K B_L \Rightarrow T = \frac{\hbar}{g\mu_B B_L} \sim 10^2 \text{ ps} , \quad (5.19)$$

in guter Übereinstimmung mit experimentell ermittelten Werten [Ota07]. Innerhalb dieser Zeitskala wird das thermische Gleichgewicht erreicht, wodurch sich eine Kernspintemperatur Θ_K definieren lässt, die deutlich von der Gittertemperatur abweichen kann. Zum Beispiel sind Werte von $\Theta_K \approx 10^{-6} \text{ K}$ möglich, wenn ein hoher Grad an Ordnung im Kernspinsystem aufgrund von Austauschprozessen existiert. Die Kernspintemperatur ist dabei wie folgt gegeben [Mei84]:

$$\Theta_K = \left(\frac{1}{\Theta_0} \frac{B_{\text{ext}}}{B_{\text{ext}}^2 + \xi B_L^2} \right)^{-1} , \quad (5.20)$$

Wobei ξ von der Größenordnung eins ist und von der Spin-Spin-Wechselwirkung abhängt. Die Gleichgewichts-Kernspintemperatur Θ_0 ist in diesem Fall hauptsächlich durch die Hyperfein-Wechselwirkung mit den Elektronen gegeben. B_{ext} stellt das externe magnetische Feld am Ort des Kerns dar. Da die Zeitskalen auf der zum Beispiel Wechselwirkungen mit dem Kristallgitter stattfinden deutlich größer sind, kann das Kernspinsystem im ständigen thermodynamischen Gleichgewicht beschrieben werden [Dya08]. Die Dipol-Dipol-Wechselwirkung resultiert zudem in einer Kernspindiffusion, allerdings mit einer sehr geringer Spindiffusionskonstanten, so dass mehrere Stunden für einen Mikrometer benötigt werden [Dya08].

Der mittlere Kernspin (in Einheiten von \hbar) kann schließlich mittels des Curie-Gesetzes wie folgt beschrieben werden [Mei84]:

$$\bar{\mathbf{I}} = \hbar\gamma_K \frac{I(I+1)}{3} \frac{\mathbf{B}_{\text{ext}}}{k_B \Theta_K} . \quad (5.21)$$

mit dem gyromagnetischen Verhältnis der Kerne γ_K und der Kernspin-Quantenzahl I (in Einheiten von \hbar). Wird an dieser Stelle die Gleichung (5.20) eingesetzt, so folgt schlussendlich:

$$\bar{\mathbf{I}} = \hbar\gamma_K \frac{I(I+1)}{3} \frac{1}{k_B \Theta_0} \frac{B_{\text{ext}}^2}{B_{\text{ext}}^2 + \xi B_L^2} \frac{\mathbf{B}_{\text{ext}}}{B_{\text{ext}}} . \quad (5.22)$$

Das bedeutet zum einen, dass die Kernspins immer parallel zu dem magnetischen Feld am Ort des Kernes ausgerichtet sind und zum anderen, dass für verschwindende externe Magnetfelder auch der mittlere Kernspin gegen null strebt, $B_{\text{ext}} \rightarrow 0 \Rightarrow \bar{I} \rightarrow 0$.

Das effektive Magnetfeld, das dementsprechend auf die Elektronen wirkt, ist dabei gegeben durch: $\mathbf{B}_{\text{K,eff}} = b_{\text{K}} \bar{\mathbf{I}}$ (siehe Gleichung (4.42) und Tabelle 3) mit:

$$b_{\text{K}} = \frac{2}{3} \mu_0 \frac{g_0}{g} \sum_i \frac{\mu_i}{I_i} |\psi(\mathbf{R}_i)|^2. \quad (5.23)$$

Bisher wurde das Kernspinsystem ohne Einfluss von polarisierten Elektronenspins betrachtet. Schließlich ergibt sich im Falle der dynamischen Kernspinpolarisation also unter Einbeziehung der optisch generierten mittleren Elektronenspinausrichtung $\bar{\mathbf{S}}$ (in Einheiten von \hbar) [Mei84]:

$$\begin{aligned} \mathbf{B}_{\text{K,eff}} &= b_{\text{K}}^* \frac{B_{\text{ext}}^2}{B_{\text{ext}}^2 + \xi B_{\text{L}}^2} \cdot \frac{\mathbf{B}_{\text{ext}}}{B_{\text{ext}}} |\bar{\mathbf{S}}| \cos \theta \quad \text{mit} \quad b_{\text{K}}^* = f b_{\text{K}} \frac{I(I+1)}{s(s+1)} \Rightarrow \\ \mathbf{B}_{\text{K,eff}} &= f b_{\text{K}} \frac{4I(I+1)}{3} \cdot \frac{\mathbf{B}_{\text{ext}} \cdot \bar{\mathbf{S}}}{B_{\text{ext}}^2 + \xi B_{\text{L}}^2} \cdot \mathbf{B}_{\text{ext}}, \end{aligned} \quad (5.24)$$

dabei stellt f einen Verlustfaktor aufgrund von Kernspinrelaxationsmechanismen dar. Da b_{K} zum Beispiel im Falle von Ga und As im Bereich von Tesla liegt (siehe Tabelle 3), sind somit bei hohen Polarisierungen der Elektronenspins ebenfalls Werte der gleichen Größenordnung zu erwarten.

Die folgende Abbildung 77 skizziert den Prozess der optischen Kühlung beziehungsweise der Ausrichtung von Kernspins mittels eines Spintransfers zwischen spinpolarisierten Elektronen und unpolarisierten Kernspins über die Hyperfein-Austauschwechselwirkung.

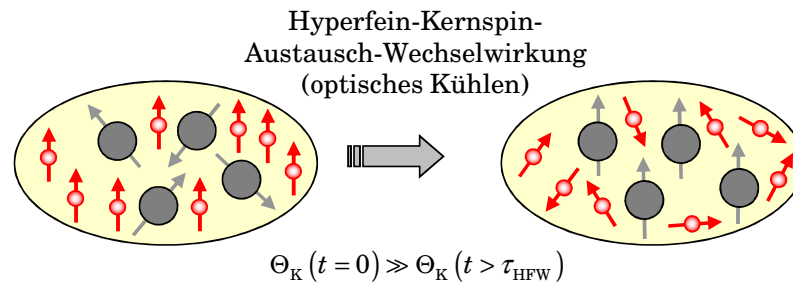


Abbildung 77: Schematische Darstellung der Hyperfein-Wechselwirkung zwischen Kernspins und Elektronenspins. Die optisch ausgerichteten Elektronenspins geben ihren Spin an die unpolarisierten Kernspins ab, die auf diese Weise eine Kernspinpolarisation aufbauen, das Kernspinsystem wird optisch gekühlt.

Folgende Schlüsse können aus diesem Abschnitt extrahiert werden, die ein effektives Magnetfeld der Kerne überhaupt erst ermöglichen:

- Es muss ein externes Magnetfeld von $\mathbf{B}_{\text{ext}} > 0$ anliegen, unabhängig von dem Elektronenspin.
- Der mittlere Elektronenspin $\bar{\mathbf{S}}$ muss eine Komponente kollinear zu dem extern angelegten Magnetfeld \mathbf{B}_{ext} besitzen und zudem natürlich einen von Null unterschiedlichen Wert aufweisen ($\bar{\mathbf{S}} > 0$), um das Skalar-Produkt ungleich von Null werden zu lassen. Das bedeutet, dass entweder der Halbleiter verkippt werden muss und / oder die Photonen müssen unter einem Winkel auf den Halbleiter auftreffen.

- Das resultierende effektive Magnetfeld ist kollinear zu dem Magnetfeld \mathbf{B}_{ext} , für den üblichen Fall: $\mathbf{B}_{\text{ext}} \gg \mathbf{B}_L \Rightarrow \mathbf{B}_{\text{K,eff}} \parallel \pm \mathbf{B}_{\text{ext}}$.

5.5.2 Modifikation der kohärenten Elektronenspindynamik mittels eines polarisierten Kernspinsystems

Wie aus dem vorherigen Abschnitt bekannt, kann mit Hilfe der optischen Ausrichtung und der dynamischen Kernspinpolarisation das effektive Magnetfeld für die Elektronen und damit die Elektronenspindynamik modifiziert werden. Es gilt in Abhängigkeit von dem Polarisationszustand der Photonen des Laserpulses: $\mathbf{B}_{\text{ges}} = \mathbf{B}_{\text{ext}} \pm \mathbf{B}_{\text{K,eff}}$ wie auch schematisch in [Abbildung 78](#) wiedergegeben.

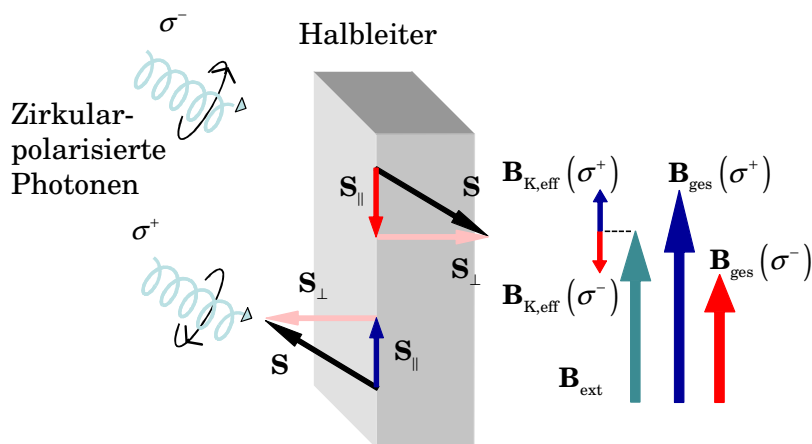


Abbildung 78: Prinzipdarstellung der dynamischen Kernspinpolarisation mit Hilfe von optisch generierten polarisierten Elektronenspins und des daraus folgenden effektiven Kernmagnetfeldes $\mathbf{B}_{\text{K,eff}}$, das sich zu dem externen Feld addiert \mathbf{B}_{ext} .

In der folgenden [Tabelle 3](#) sind die wichtigsten Daten der Isotope in GaAs bezüglich der Kernspinpolarisation zusammengefasst. Wie aus dieser zu entnehmen ist, existiert ein fast einheitlicher Kernspin ungleich Null für nahezu alle Atomkerne. Somit kann für GaAs ein sehr hohes effektives Kernmagnetfeld erwartet werden. Im Falle einer vollständigen Kernspinpolarisation ergeben Rechnungen einen Wert von $B_{\text{eff,K,max}} = 1,8 \text{ T}$ [\[Mei84\]](#).

Isotope	Kernspin I in Einheiten von \hbar	Magnetisches Moment $\mu_K [\mu_N]$	Natürliches Vorkommen [%]	$b_K [\text{T}]$
^{69}Ga	3/2	2,011	60,4	0,91
^{71}Ga	3/2	2,555	39,6	0,78
^{75}As	3/2	1,435	100	1,84
^{28}Si	0	0	92,2	-
^{29}Si	1/2	-0,555	4,7	-
^{30}Si	0	0	3,1	-

Tabelle 3: Der Kernspin, das magnetische Moment und das natürliche Vorkommen von Isotopen in mit Silizium n-dotiertem GaAs.

Aus Gleichung (5.24) kann extrahiert werden, dass mittels des benutzten zeitaufgelösten Kerr-Aufbaus überhaupt keine Polarisierung der Kernspins beobachtet werden sollte, da der Photoelastische Modulator (PEM) mit einer Frequenz von $f_{\text{PEM}} = 50 \text{ kHz}$ den Polarisationszustand der Pump-Laserphotonen moduliert und damit im Mittel ein Spin von $\bar{\mathbf{S}} = 0$ existiert. Eine mögliche Erklärung dieses Effekts, dass trotzdem Kernspinpolarisationen gemessen werden, könnte darin begründet sein, dass es sich wahrscheinlich um ein experimentelles Artefakt handelt, und zwar um eine Asymmetrie des PEMs, wie auch schon von anderen Gruppen beobachtet wurde (z. B. [Sal01b], [Kno06]). Diese Asymmetrie könnte zum Beispiel sowohl von der Steuereinheit des PEMs in Form einer bezüglich der Halbwellen leicht asymmetrischen Hochspannung für den Kristall oder in einem asymmetrischen piezoelektrischen Effekt des Kristalls selbst, das heißt in einer geringen Differenz zwischen der Kompression und der Ausdehnung des Kristalls über der Hochspannung stammen. Jegliche Effekte dieser Art resultieren in einem geringen Überschuss eines Polarisationszustandes. Während der Modulation des PEMs (siehe auch [Abbildung 27](#)) treffen innerhalb einer Halbwelle ungefähr 10^3 Pulse des entsprechenden Polarisationszustandes auf den Halbleiter und erzeugen dort eine dem Eigendrehimpuls zugehörige Elektronenspinpolarisation. Eine kleine Differenz in der Anzahl der erzeugten Elektronenspins oder deren Polarisationszustandes überlagert sich im Rahmen der Spinrelaxationszeit und ergibt im zeitlichen Mittelwert eine von Null abweichende Elektronenspinpolarisation. Für die eigentlichen Messungen der zeitaufgelöste Kerr-Rotation spielt dieser Effekt allerdings keine Rolle.

Unter Zuhilfenahme der Gleichung (5.24) und folgenden typischen Werten ergibt sich beispielhaft:

$$B_{\text{K,eff}} \sim 2 \text{ mT} \text{ mit } f = 1, \bar{b}_{\text{K}} = 1,2 \text{ T}, I = \frac{3}{2}, B_{\text{L}} = 0,1 \text{ mT} \text{ und } B_{\text{ext}} = 1 \text{ T}, \quad (5.25)$$

dabei wird eine exemplarische Asymmetrie von 1 % des PEMs und ein Winkel von $\theta(\text{GaAs}) \approx 4^\circ$ innerhalb des GaAs angenommen. Die Asymmetrie bestimmt dabei den mittleren Elektronenspin und der Winkel wird für die Berechnung des Skalarproduktes benötigt. Der Winkel resultiert aus der Numerischen Apertur des Objektivs von $NA = 0,31 \Rightarrow \theta(\text{Luft}) \approx 15^\circ$ und dem Brechungsgesetz von Snellius unter der Bedingung, dass der Pumplaserstrahl auf den Rand (horizontal) des Objektivs justiert wird.

Der linke Teil der [Abbildung 79](#) zeigt verschiedene zeitaufgelöste Kerr-Rotationsmessungen an der Probe C bei Tieftemperatur und relativ niedrigem Magnetfeld von $B_{\text{ext}} = 170 \text{ mT}$. Diese Messungen wurden an der gleichen Stelle im Abstand von einigen Minuten (Kurve 0 bei Laborzeit $t = 0$, Kurve 7 bei $t = 960 \text{ s}$) durchgeführt, wobei vor der ersten Messung die Position auf dem Halbleiter verändert wurde, um ein ungestörtes Elektronen- und Kernspinsystem zur Verfügung zu stellen. Während die Messkurven für den Fall $0 < \Delta t < 1,75 \text{ ns}$ in guter Übereinstimmung ein identisches Verhalten zeigen, sind innerhalb des negativen Zeitbereiches $\Delta t < 0 \text{ ns}$ (siehe Vergrößerung in dem rechten Teil der [Abbildung 79](#)) deutliche Unterschiede erkennbar. Es existiert nicht nur ein Versatz zwischen den Kurven, sondern auch die Amplituden nehmen mit der Zeit stark ab, wobei die Laborzeit bei den Kurven von links (schwarz) nach rechts (orange) zunimmt. Die letzte Kurve (orange) ist dementsprechend auf einer Position aufgenommen worden, bei der 16 Minuten lang Elektronenspins optisch ausgerichtet wurden.

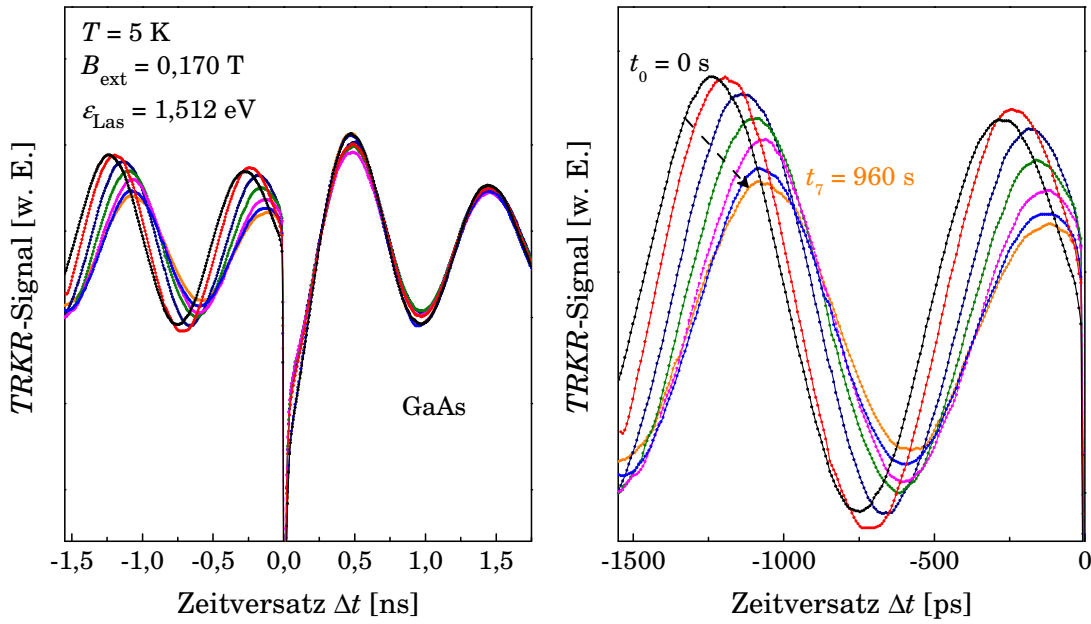


Abbildung 79: Links: Zeitaufgelöste Kerr-Rotationsmessungen (Probe C) im Abstand einiger Minuten bezüglich der Laborzeit. Rechts: Vergrößerung der Messkurven im Bereich des negativen Zeitversatzes. Der Pfeil deutet die Messungen zu verschiedenen Laborzeiten an.

Eine Auswertung des Zeitversatzes über der Laborzeit zwischen den Messkurven in der [Abbildung 80](#) (oben links) wiedergegeben. Der Zeitversatz wird bestimmt, indem die einzelnen Messkurven (Kurven i) abgeleitet und die Nulldurchgänge der Ableitungen mittels einer linearen Kurvenanpassung ermittelt werden. Dieser wird anschließend jeweils von der ersten Messkurve ($i = 0$) subtrahiert. Das Ergebnis bestätigt, was aus den Messkurven direkt schon vermutet werden kann, der Versatz sättigt mit der Zeit und nähert sich asymptotisch einem Maximum.

Für derartig kleine Versätze eignet sich die folgende Methodik (siehe [Abbildung 80](#) oben rechts) hervorragend, um geringste Änderung der Phase zu extrahieren. Dazu werden mittels des zeitlichen Abstandes der Laserpulse die negativen Teile der Messkurven um einen Puls nach vorne verschoben, so dass eine Messkurve entsteht, die zwischen $1,75 \text{ ns} < \Delta t < 11,7 \text{ ns}$ „unterbrochen“ ist. Im Falle von Messpunkten, die mittels einer Komponente, zum Beispiel den Donator gebundenen Elektronen, abgebildet werden können, existiert eine feste Larmorfrequenz und es kann die zuvor oft benutzte Kurvenanpassung (grau gestrichelt) angewandt werden. Damit lassen sich sowohl die Dämpfungen (Spindephasierungszeiten) als auch die Larmorfrequenzen wieder in ähnlicher hoher Güte evaluieren. Das Ergebnis der Auswertung der Larmorfrequenz inklusive einer exponentiellen Kurvenanpassung über die Laborzeit ist im unteren rechten Teil der [Abbildung 80](#) dargestellt. Als maximale und minimale Larmorfrequenz ergibt sich: $\omega_{\text{L,max}} = 6,585$ GHz beziehungsweise $\omega_{\text{L,min}} = 6,495$ GHz. Dies entspricht einem gesamten magnetischen Feld von: $B_{\text{K,eff,max}} = -2,32$ mT. Daraus folgt eine maximales effektives Feld der Kernspins, dass von den Elektronen wahrgenommen wird, von: $B_{\text{ges,max}} = 170,19$ mT beziehungsweise $B_{\text{ges,min}} = 167,87$ mT.

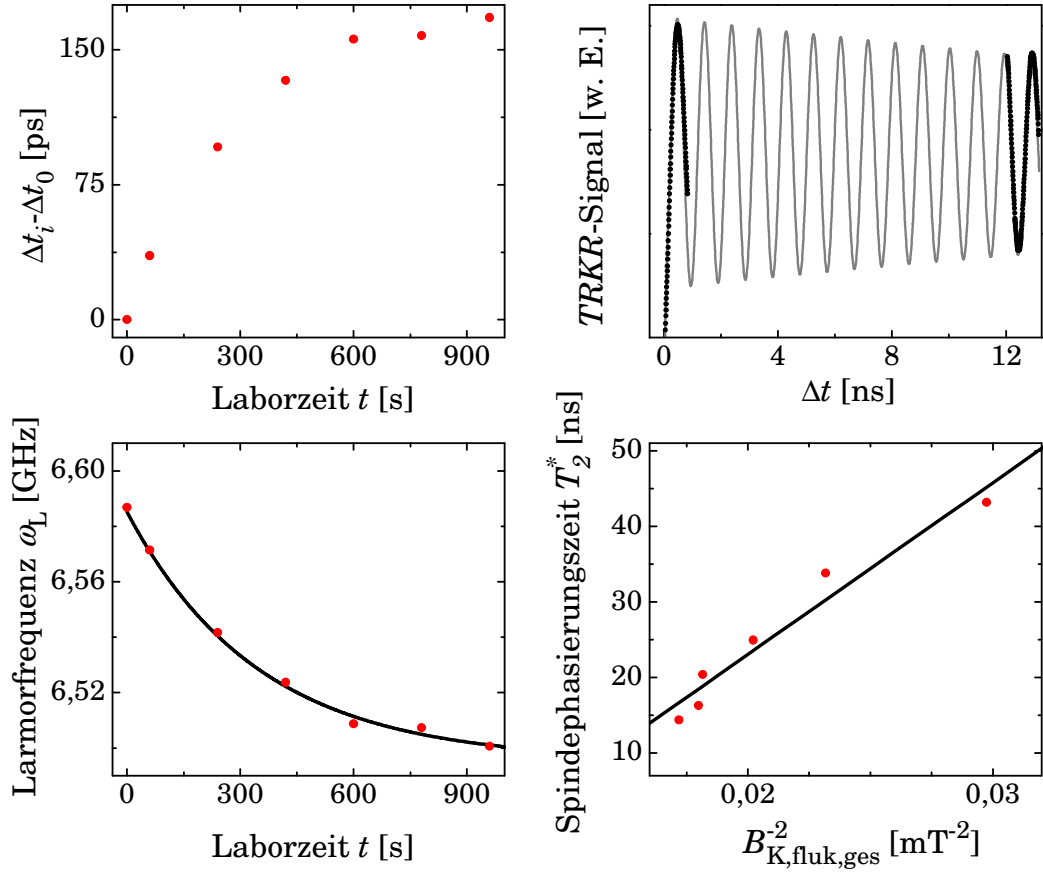


Abbildung 80: Auswertungen zur [Abbildung 79](#). Oben links: Zeitversatz $\Delta t_i - \Delta t_0$ zwischen einzelnen Kurven, die zu verschiedenen Laborzeiten aufgenommen wurden. Oben rechts: Anteil der Messung vor dem Nullpunkt wird entsprechend des Pulsabstandes an die Messung nach dem Nullpunkt angehängt und mittels Kurvenanpassung (grau) ausgewertet. Unten links: Larmorfrequenz über Laborzeit mit exponentieller Kurvenanpassung. Unten rechts: Spindephasierungszeit über dem inversen quadrierten effektiven Kernmagnetfeld.

An dieser Stelle soll auch angemerkt werden, dass der Unterschied zwischen der roten und der schwarzen Messkurve in der [Abbildung 80](#) nur $\Delta B_{\text{ges}} = 400 \text{ } \mu\text{T}$ beträgt, dieser Versatz jedoch schon sehr deutlich aus der Messung hervorgeht. Das bedeutet, dass mit dieser Methodik Auflösungen der magnetischen Flussdichte im Bereich von $\Delta B_{\text{ges}} \approx 10 \text{ } \mu\text{T}$ möglich sind, da die kleine Differenz über einen langen Zeitpunkt auf die Elektronenspins einwirken. Somit eignet sich der Aufbau hervorragend als präzises lokales Magnetometer auf μm -Skala, um mit Hilfe von Elektronenspins das gesamte Magnetfeld vor Ort zu ermitteln.

Schließlich wird noch die auffällige mit der Laborzeit zunehmende Dämpfung der Kurven untersucht. In Kapitel [4.3.4.3](#) wurden zwei unterschiedliche Ansätze für die Elektronenspinrelaxation im Falle von Kernspins vorgestellt. Der erste Ansatz ([\[Fis77\]](#)) entsprechend der Gleichung [\(4.43\)](#) beschreibt dabei einen Spinrelaxationsmechanismus der einzig auf der Tatsache basiert, dass es zu einem Spinaustausch zwischen Elektronen- und Kernspin kommt. Dieser Austausch resultiert in einer Änderung der ursprünglichen Ausrichtungen, damit also in einer Relaxation. Dieser Austausch ist in erster Linie weder von der Polarisation noch von der Ausrichtung der Kernspins abhängig. Der zweite Ansatz (z. B. [\[Kav08\]](#)) beschreibt den Effekt, dass aufgrund einer nicht vollständigen Kompensation von einzelnen Kernspinnmagnetfelder, die von einer willkürlichen Kernspinausrichtung generiert werden, insgesamt ein fluktuierendes Kern-

magnetfeld existiert. Dieses ist ungleich null auch wenn das gemittelte Kernmagnetfeld Null ergibt, also unpolarisierte Kernspins vorliegen.

Der folgende Ansatz beschreibt die Situation für den Bereich: $B_{\text{K,eff}} < B_{\text{K,fluk}}$. Aufgrund des sehr geringen Polarisationsgrades der Kernspins (Kernmagnetfeld im Millitesla-Bereich statt Tesla-Bereich bei vollständiger Polarisation) wird angenommen, dass dieser geringe Anteil an teilweise ausgerichteten Kernspins zu einer Erhöhung der Variation innerhalb der Kernmagnetfelder führt. Neben den Fluktuationen wirken also zusätzlich noch die sehr vereinzelt ausgerichteten Kernspins als störende Variation. Es werden also als Vereinfachung die Beträge der effektiven Kernmagnetfelder, ausgerichtete Kernspins und Fluktuationsbeiträge in erster Näherung addiert. Somit wird $B_{\text{K,fluk,ges}} = B_{\text{K,fluk}} + |B_{\text{K,eff}}|$ als Grundlage für die Gleichung (4.44) herangezogen. Damit ergibt sich:

$$\tau_{\text{S,HFW}} = \frac{3}{2} \frac{\hbar^2}{\mu_B^2 g^2 \bar{B}_{\text{K,fluk,ges}}^2} \tau_{\text{Kor}} \Rightarrow \tau_{\text{S,HFW}} \propto B_{\text{K,fluk,ges}}^{-2} \Rightarrow \tau_{\text{Kor}} \approx 0,4 \text{ ns} . \quad (5.26)$$

In der [Abbildung 80](#) (unten rechts) sind die Spindephasierungszeiten über diesem fluktuierenden magnetischen Kernfeld $B_{\text{K,fluk,ges}}$ (invers quadriert) dargestellt. Die zu erwartende lineare Abhängigkeit der beiden Größen ist durch eine lineare Kurvenanpassung mit einer guten Übereinstimmung verifiziert. Aus der Steigung dieser Geraden lässt sich zudem die angegebene Korrelationszeit berechnen. Dieser Ansatz verliert sicherlich seine Gültigkeit, wenn der größere Teil der Kernspins polarisiert und parallel zueinander ausgerichtet ist, also für den Fall: $B_{\text{K,eff}} \gg B_{\text{K,fluk}}$. Dies müsste in weiteren Experimenten studiert werden. Erwartet wird allerdings, dass dann die Fluktuationsbeiträge geringer werden, wenn die Ordnung innerhalb des Kernspinsystems größer wird.

Bei einer Dotierung von $n > 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ wird nach [Abbildung 50](#) und [Abbildung 51](#) zumindest ohne externes Magnetfeld kein dominierender Einfluss der Kernspins auf das Kohärenzverhalten der Elektronenspins erwartet, besonders da die berechnete Korrelationszeit für Donator gebundene Elektronen aufgrund der Überlappung der Wellenfunktion sehr klein werden sollte $\tau_{\text{Kor,Dg}} \approx 1 \text{ ps}$ und damit über das „*motional narrowing*“ eine Mittelung des effektiven magnetischen Kernfeldes erwartet wird. Das Modell basiert allerdings auf wasserstoffähnlichen Zentren, die homogen verteilt sind und sich gleichmäßig überlappen. Obwohl dieses Modell sehr realistisch für schwache Dotierungen und damit wenig wechselwirkende Donatoren ist, bleibt die Frage offen, inwieweit dieses Modell die richtigen Korrelationszeiten für den Fall der delokalisierten Elektronenspins in den überlappenden Donator-Minibändern berechnet. Offensichtlich findet dort keine derart starke Verringerung der Korrelationszeit bei höheren Dotierungen statt, so dass polarisierte Kernspins bei einem extern angelegten Magnetfeld dennoch einen Einfluss auf die Elektronenspindynamik besitzen können, wie auch von anderen Gruppen bei ähnlichen Dotierungen beobachtet werden konnte [\[Kno06\]](#).

Ein weiterer Effekt, der zu einer höheren Korrelationszeit bezüglich der Einwirkung des Kernspinensembles führen kann, ist der Zyklotron-Effekt [\[Zut04\]](#). Tiefe Temperaturen und größere Magnetfelder resultieren für die im Vergleich zu freien Elektronen leichteren Halbleiterelektronen (effektive Masse) zu sehr kleinen Zyklotron-Bahnradien. Über $r = m^* v / eB$ lässt sich in erster Ordnung zum Beispiel bei den hier benutzten Parametern ein Radius von ungefähr $r \approx 100 \text{ nm}$ berechnen. Das bedeutet, dass die Elektronen deutlich länger die Wechselwirkungen des gleichen Kernspinensembles spüren könnten und dies daher auch eine Erklärung für die Beobachtung einer längeren Korrelationszeit darstellen könnte.

Im Folgenden soll mit Hilfe einer Ratengleichung erster Ordnung eine Abschätzung der Zeitkonstante T_1 des Kernspinsystems erfolgen, wie in [Abbildung 82](#) schematisch dargestellt. Zur Vereinfachung wird dabei von einem Zwei-Niveau-Kernspinsystem ausgegangen, also nur mit Spin-oben und Spin-unten, ohne die Tatsache im Detail zu betrachten, dass z. B. im Falle von GaAs mehrere Level auftreten, aufgrund des Kernspins von $I = 3/2$.

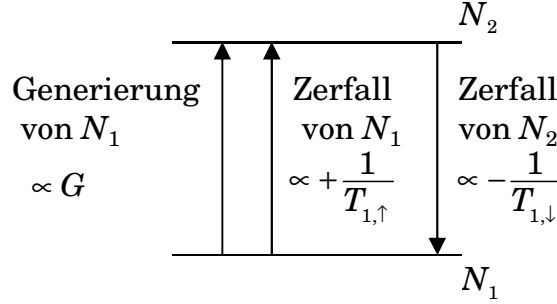


Abbildung 81: Schemabild für eine Ratengleichung eines Zwei-Niveau-Kernspinsystems.

Unter der Annahme eines Systems, das durch die Zeeman-Energie, aufgrund des externen Magnetfeldes, aufgespaltene Energieniveaus besitzt (Anzahl je Niveau N_1, N_2), können mittels der Spinrelaxationszeit T_1 und einer Generierungsrate G , die für den Aufbau der Kernspinpolarisation steht, folgende Ratengleichungen aufgestellt werden. Folgende Randbedingung wird dabei angenommen, $B_{\text{ext}} \gg B_L$, so dass Effekte interner Dipol-Felder vernachlässigt werden können und dass grundsätzlich eine stabile Kernspinpolarisation aufgebaut werden kann. Zudem kommt wieder die bekannte Definition für Polarisationsgrade, umgeschrieben auf eine Kernspinpolarisation, zum Einsatz:

$$\begin{aligned}
 \frac{d}{dt} \left(\frac{N_2}{N_{\text{ges}}} \right) &:= \frac{dn_2(t)}{dt} = 2Gn_1(t) + \frac{n_1(t)}{T_{1,\uparrow}} - \frac{n_2(t)}{T_{1,\downarrow}} \Rightarrow \\
 \frac{dn_2(t)}{dt} &= 2G(1 - n_2(t)) - \frac{2n_2(t) - 1}{T_1} \quad \text{mit } n_1(t) = 1 - n_2(t) \quad \text{und } T_{1,\uparrow} = T_{1,\downarrow} = T_1 \Rightarrow \\
 n_2(t) &= 1 - \frac{1}{2 + 2GT_1} + C \exp \left(-2 \left(G + \frac{1}{T_1} \right) t \right) \Rightarrow \\
 P_{\text{s,K}} &= \frac{n_2(t) - (1 - n_2(t))}{n_2(t) + (1 - n_2(t))} = 2n_2(t) - 1.
 \end{aligned} \tag{5.27}$$

Im thermodynamischen Gleichgewicht gilt: $N_1 = N_2$ mit jeweils einer Besetzung von $N_{\text{ges}}/2$. Der Anteil $2Gn_1(t)$ entspricht dem Prozess der Generierung, die in an dieser Stelle nur zugunsten N_2 vollzogen werden kann. Dieser Prozess benötigt Kernspins im Niveau N_1 und ist so normiert, dass die Generierung gerade mit der Rate G durchgeführt wird, wenn gilt: $N_1 = N_2 \Rightarrow n_1(t) = 0,5$, also zu Beginn der Erzeugung einer Kernspinpolarisation. Diese Rate strebt gegen Null, wenn N_2 komplett gefüllt ist, also $n_1(t) = 0$ gilt. Der zweite Teil des Ratengleichungs-Ansatzes, der Zerfall $+n_1(t)/T_{1,\uparrow}$, entspricht ebenfalls einer Generierungsrate für das Niveau N_2 und zwar deshalb, weil dieser Zerfall vom Niveau N_1 in das Niveau N_2 stattfindet. Der letzte Teil $-n_2(t)/T_{1,\downarrow}$ entspricht einem Zerfall aus dem Niveau N_2 in das Niveau N_1 und führt daher zu einer Verringerung der Bevölkerung des Niveaus N_2 . Die Zerfallsraten sind wiederum derart normiert, dass sich im thermodynamischen Gleichgewicht die beiden letzten Anteile (Zerfälle) gerade ausgleichen, also wenn keine Spinpolarisation vorhanden ist. Dagegen ist zum Beispiel für den Fall, dass das Niveau N_2 komplett gefüllt ist dieser Zerfallsprozess maxi-

mal mit einer Rate von $T_{1,\downarrow}^{-1}$. Die Spinrelaxationszeiten der unterschiedlichen Niveaus müssen identisch sein, so dass ohne Beschränkung eine Zeit T_1 benutzt werden kann. Die Summe der gesamten Kernspins N_{ges} ist limitiert, daher kann die angegebene Definition für das Verhältnis der beiden Niveaus zueinander benutzt werden.

Zum Zeitpunkt Null sind beide Niveaus gleichmäßig gefüllt, was als Normierungsbedingung für die Konstante C dient. Zudem werden ohne Beschränkung der Allgemeinheit vorerst die Konstanten a und b definiert:

$$\begin{aligned} n_2(t=0) = 0,5 \Rightarrow C = -0,5 + \frac{1}{2+2GT_1} \Rightarrow n_2(t) = 1 - \frac{0,5 + GT_1 \left(1 - 0,5 \cdot e^{-2\left(G+\frac{1}{T_1}\right)t} \right)}{1+GT_1} \\ a := G + \frac{1}{T_1} \text{ und } b := GT_1 \Rightarrow n_2(t) = \frac{0,5 + b - 0,5 \cdot b \cdot e^{-2at}}{1+b} \Rightarrow \\ P_{\text{s,K}}(t) = \frac{b(1 - e^{-2at})}{1+b} \end{aligned} \quad (5.28)$$

Die linke Seite der [Abbildung 82](#) zeigt für den exemplarischen Fall $G = 0,001 \text{ s}^{-1}$ beziehungsweise $T_1 = 1000 \text{ s}$ die Besetzungswahrscheinlichkeiten der beiden Niveaus und die daraus resultierende Kernspinpolarisation. Aufgrund der gleichen Größe der Relaxation und der Generierung strebt die Kernspinpolarisation natürlich über der Laborzeit gegen $P_{\text{s,K}} \rightarrow 50 \%$.

Die aus dem Ratengleichung-Modell hergeleitete Funktion $P_{\text{s,K}}$ wird als Kurvenanpassung für die zukünftigen Messdaten genutzt, wobei die Parameter a und b als Anpassungskonstanten dienen. Das Ergebnis inklusive der Umrechnungen in die Raten und Zeiten lautet wie folgt:

$$a \approx 1,45 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1} \text{ bzw. } b \approx 4,45 \cdot 10^{-4} \Rightarrow G_{\text{GaAs}} \approx 6,4 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1} \text{ und } T_{1,\text{GaAs}} \approx 691 \text{ s}, \quad (5.29)$$

wobei die dazugehörigen Kurvenanpassung auf der rechten Seite der [Abbildung 82](#) dargestellt ist und eine gute Übereinstimmung mit den Messdaten aufweist.

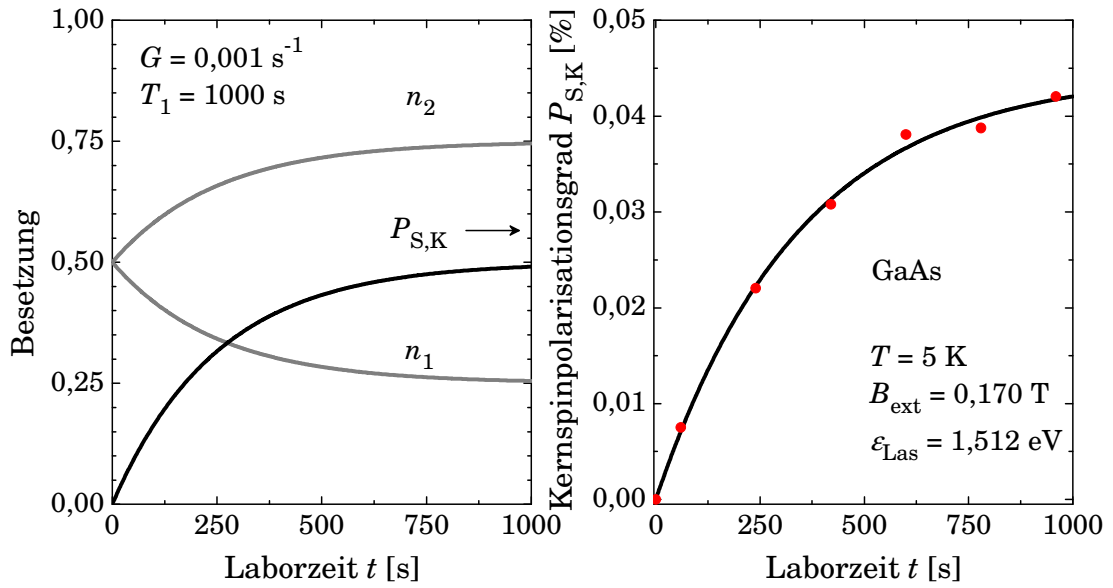


Abbildung 82: Links: Besetzung beider Kernspinniveaus eines durch das externe Feld energetisch getrennten Zweiniveau-Systems und daraus resultierende Kernspinpolarisation für exemplarische Spinrelaxations- und Generierungsrate über der Laborzeit. Rechts: Gemessene Kernspinpolarisation über der Laborzeit mit Kurvenanpassung entsprechend des Ratengleichungs-Modells.

Die geringe Generationsrate ist auf den bedingt durch das PEM kleinen Elektronenspin-Polarisationsgrad und den geringen Winkel zurückzuführen. Die Spinrelaxationszeit steht in guter Übereinstimmung mit anderen Messmethoden in GaAs, die im Bereich von 10 Minuten liegen [Str05], denn bei dieser Relaxation muss ein Energieaustausch zwischen dem Kernspinsystem und dem Kristallgitter stattfinden, was im Allgemeinen sehr hohe Zeitkonstanten beinhaltet. Diese Eigenschaft von Kernspinsystemen, derart lange den Spinzustand speichern zu können, ist speziell mit Blick auf die Möglichkeit eines Spinspeichers (*“spin memory”*) von großem Interesse, vor allem für den Bereich der Quanteninformation (z. B. [Aws02]).

5.5.3 Manipulation von kohärenten Elektronenspinzuständen mit Hilfe von Mikroleiterbahnen

Die Grundidee hinter dem Einsatz von mikrostrukturierten Leiterbahnen für die Spinmanipulation steckt natürlich in der Möglichkeit, die Beeinflussung derart zu steuern, dass eine gezielte Manipulation realisierbar wird. Das bedeutet, dass die Größe der Modifikation extern durch die Stromstärke geregelt werden kann. So sind nicht nur verschiedene Amplituden, sondern natürlich auch unterschiedliche Vorzeichen erreichbar. Zudem besteht trivialerweise die Möglichkeit den Effekt komplett auszuschalten, was zum Beispiel bei den Ferromagneten nicht möglich ist. Somit können die Referenzmessungen an der gleichen Stelle durchgeführt werden, indem nur der Strom ausgeschaltet wird und es muss nicht zwingend die Position auf dem Halbleiter verändert werden. Dies ist im Allgemeinen als Referenzmessung natürlich besser geeignet, speziell, wenn sich verschiedene Effekte überlagern, wie zum Beispiel magnetisches Streufeld und Verspannungen. Allerdings besitzen auch die Leiterbahnen Nachteile. Zum einen sind die Streufeldefekte der Leiterbahnen deutlich kleiner als bei den Ferromagneten (vgl. 5.3.1 und 5.3.2)

und zum anderen ist der Stromfluss durch die Leiterbahn natürlich mit Joule 'scher Wärme verbunden und stört lokal das thermodynamische Gleichgewicht, indem ein Temperaturgradient zwischen den Leiterbahnen und dem Kältereservoir des Kryostaten entsteht.

Die linke Seite der [Abbildung 83](#) zeigt die Ergebnisse auf einer Anordnung von 15 Leiterbahnen mit einer Breite von $b = 4,2 \mu\text{m}$ und einem Abstand von $a = 0,8 \mu\text{m}$ (vgl. [5.3.2](#)) bei tiefen Temperaturen und einem moderaten Magnetfeld. Variiert werden dabei die Stromstärken durch die Leiterbahnen. Wie zuvor erwähnt, werden alle Messungen an der gleichen Stelle durchgeführt, so dass zum Beispiel keine Änderungen an den Signalstärken zu vermerken ist. Ebenso sind in diesem Fall auch die Dämpfungen beziehungsweise die Spindephasierungszeiten sehr ähnlich. Es sind jedoch sowohl deutliche Phasenversätze im Vergleich zu der Referenzmessung $I = 0$ ersichtlich, die in einer kompletten zusätzlichen Oszillation nach circa $\Delta t \approx 1,7 \text{ ns}$ resultieren. Zudem weisen erstaunlicher Weise die Messungen für $I_{\text{ges}} = 0,5 \text{ A}$ und $I_{\text{ges}} = -0,5 \text{ A}$ keinen nennenswerten Unterschiede zueinander auf. Hinzu ist die Größe des Phasenversatzes nicht im Einklang mit dem zu erwartenden elektromagnetischen Feld von $B_{\text{Leiter}} \approx 2 \text{ mT}$ bei einem Strom pro Leiterbahn von $I_{\text{Leiter}} = I_{\text{ges}}/n_{\text{Leiter}} \approx \pm 33 \text{ mA}$ (Anzahl Leiterbahnen: $n_{\text{Leiter}} = 15$, Gesamtstrom $I_{\text{ges}} = 0,5 \text{ A}$) (vgl. [Abbildung 66](#)). Würde dieser Effekt der geänderten Larmorfrequenz komplett einem magnetischen Feld zugeordnet werden, so würde für dieses Feld ungefähr gelten: $\Delta B > 50 \cdot B_{\text{Leiter}}$.

Als Resultat kann festgehalten werden, dass der beobachtete Effekt nicht auf das magnetische Feld zurückzuführen ist. Aufgrund des geringen Querschnitts und die für diese Verhältnisse großen Ströme, lassen sich extrem große Stromdichten von $j = 5 \cdot 10^{10} \text{ A/m}^2$ erreichen. Die durch Verlustleistung erzeugte Wärme ändert natürlich die Temperatur innerhalb des Kryostaten und zwar unabhängig von der Stromrichtung. Die anfängliche Temperatur am Temperaturmessfühler stieg während der Messungen mit angelegtem Strom von $T = 3,1 \text{ K} \rightarrow 7,0 \text{ K}$. Daraus ist abzuleiten, dass die lokale Temperatur direkt zwischen den Leiterbahnen sogar noch höher ist. Eine weitere Unstimmigkeit an dieser Stelle ist jedoch, dass ein Temperaturanstieg einen verringerten g -Faktor und damit eine Erniedrigung der Larmorfrequenz zur Folge haben sollte. Aus den Messungen mit Strom ist stattdessen eine Erhöhung der Frequenz gegenüber der Referenz zu sehen.

Um diese Entwicklung genau zu untersuchen, sind sehr kurze Messungen mit deutlich höheren Schrittweiten und wenigen Messpunkten durchgeführt worden. Die Anzahl der Messpunkte und die Schrittweite sind dabei so zu wählen, dass die Punkte eine vernünftige Güte der Larmorfrequenz-Auswertung ermöglichen. Das bedeutet, dass einige Schwingungen und entsprechend dem Abtasttheorem von Nyquist einige Punkte pro Schwingungen aufgenommen werden müssen. Die gesamte Aufnahmedauer einer Messkurve kann damit auf 30–35 Sekunden minimiert werden, so dass mit dem Zurückfahren der Verzögerungsstrecke im Minutentakt eine Messkurve aufgezeichnet werden kann. Wie aus dem Einsatz im linken Teil der [Abbildung 83](#) zu entnehmen ist, bietet sich trotzdem eine gute Qualität der Messkurven und eine genaue Kurvenanpassung (schwarze Linie) ist weiterhin realisierbar.

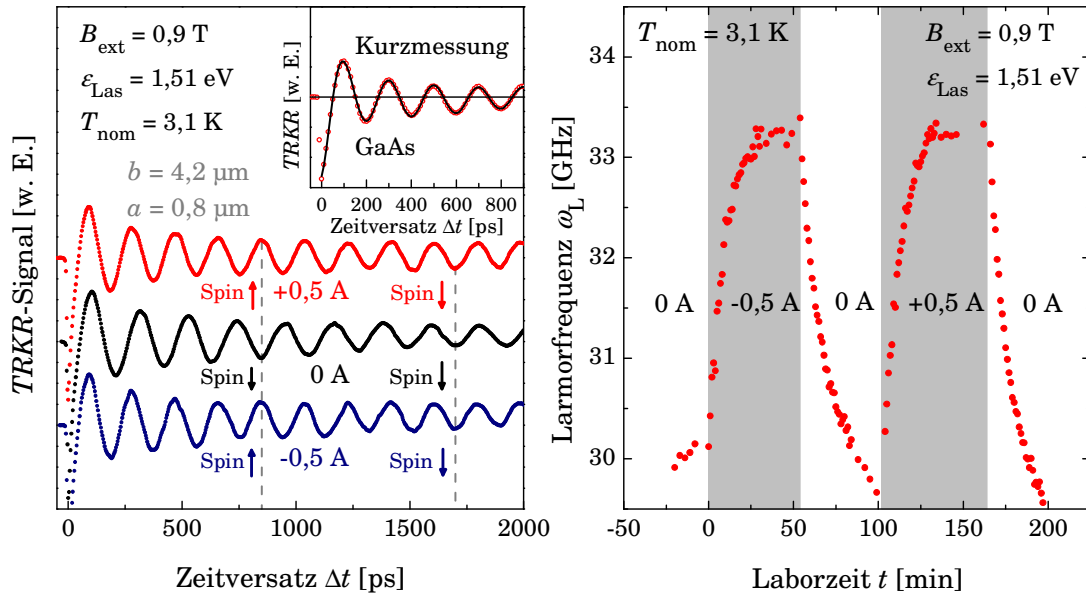


Abbildung 83: Links: Zeitaufgelöste Kerr-Rotationsmessungen auf einer Anordnung von Leiterbahnen bei einer nominellen Temperatur von $T_{\text{nom}} = 3 \text{ K}$ und verschiedenen Gesamtstromstärken. Einsatz: Eine kurze Messung mit Kurvenanpassung. Rechts: Larmorfrequenzen auf der stromdurchflossenen Leiterbahnstruktur mit variablen Gesamtstromzyklen aufgetragen über die Laborzeit.

Im rechten Teil der [Abbildung 83](#) ist die ausgewertete Larmorfrequenz resultierend aus Messungen mit dieser Methodik im Minutentakt gegenüber der Laborzeit für verschiedene Stromrichtungen und -stärken wiedergegeben. Aus dieser Grafik geht eindeutig hervor, dass unabhängig von der Stromrichtung die Larmorfrequenz beim Einschalten des Stroms ansteigt und sich asymptotisch einem Wert nähert. Dieser Wert entspricht im Wesentlichen auch der erwarteten Larmorfrequenz bei Tieftemperatur, basierend auf dem Elektronen g -Faktor des GaAs und dem angelegten magnetischen Feld. Im Gegensatz dazu bildet sich bei dem Ausschalten des Stroms ebenfalls auf einer Skala von Minuten eine Larmorfrequenz aus, die nicht dem angelegten magnetischen Feld und dem typischen GaAs g -Faktor entspricht, sondern um ungefähr 10 % kleiner ist.

Die Erklärung hierfür liegt wieder in der Existenz einer Kernspinpolarisation begründet, wie in dem vorherigen Kapitel [5.5.2](#) schon diskutiert. Das effektive Magnetfeld, das aus einer Polarisation der Kernspins resultiert, scheint ebenfalls wieder antiparallel zu dem externen Feld ausgerichtet zu sein. Werden die Leiterbahnen mit Strom durchflossen, steigt die Kristallgittertemperatur und die Kernspinpolarisation wird zerstört, was einen deutlich größeren Effekt auf die Larmorfrequenz hat, als die Verringerung der Larmorfrequenz aus der Temperaturabhängigkeit des g -Faktors. Die Zeitkonstanten sind an dieser Stelle sehr schwierig auseinander zu halten, denn neben der Generierungsrate der Kernspinpolarisation und der Relaxation dieser Polarisation in das thermodynamische Gleichgewicht existieren hier noch weitere Zeitkonstanten. Eine Zeitkonstante mit der die Wärme in den Halbleiter eindringt und eine weitere Zeitkonstante mit der ein Gleichgewicht mit dem Kältereservoir des Kryostaten gebildet wird.

Zwei interessante Details sollen im Folgenden noch geklärt werden. Zum einen, ab welcher Temperatur wird die Kernspinpolarisation zerstört und zum anderen, warum die Kernspinpolarisation im Vergleich zu den Ergebnissen des vorherigen Kapitels [5.5.2](#) so stark ausgeprägt ist,

obwohl immer noch der identische photoelastische Modulator benutzt wurde. Dazu wurden unter anderem die Larmorfrequenzen über der Laborzeit für den Fall abseits und auf der Leiterbahnstruktur vermessen. Das Ergebnis ist in [Abbildung 84](#) zu sehen. Auf der linken Seite ist dargestellt, wie sich der Kernspinpolarisationsgrad mit der Laborzeit entwickelt. Auf der Struktur ist eine deutlich höhere Kernspinpolarisation mit einem effektiven Magnetfeld von $B_{\text{eff,K}} \approx 105 \text{ mT}$ zu beobachten. Im Vergleich dazu beträgt dieser Wert nur $B_{\text{eff,K}} \approx 8 \text{ mT}$ für die Referenzmessung abseits der Leiterbahnen. Die durchgezogenen Linien geben jeweils die Kurvenanpassung entsprechend des Modells aus dem Kapitel [5.5.2](#) wieder. Die daraus zu extrahierenden Parameter lauten wie folgt:

$$\begin{aligned} \text{GaAs: } G_{\text{GaAs}} &\approx 1,0 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1} \text{ und } T_{1,\text{GaAs}} \approx 1,4 \cdot 10^3 \text{ s} \text{ bzw.} \\ \text{Hybridstruktur: } G_{\text{Hybrid}} &\approx 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1} \text{ und } T_{1,\text{Hybrid}} \approx 1,3 \cdot 10^3 \text{ s.} \end{aligned} \quad (5.30)$$

Dass sich auf der Struktur nur die Generierungsrate erhöht hat, die Spinrelaxationszeit der Kernspins aber annähernd gleich bleibt erscheint sinnvoll. Die leicht erhöhte Generierungsrate im Vergleich zu der in Kapitel [5.5.2](#) diskutierten, lässt sich einfach über einen größeren Winkel des Pump-Laserstrahls auf der Probe erklären, da letztere leicht verkippt war, um eine deutlichere Trennung des reflektierten Probe-Laserstrahls zu erreichen. Die längere Kernspinrelaxationszeit ist auch verständlich, da das externe Magnetfeld höher war, $B_{\text{ext}} = 0,89 \text{ T}$ statt $B_{\text{ext}} = 0,17 \text{ T}$. Ein höheres Magnetfeld hat natürlich auch eine größere Zeeman-Energieaufspaltung zur Folge, was wiederum in der Situation mündet, dass bei der Relaxation der Kernspins mehr Energie zwischen dem Kernspinsystem und dem Kristallgitter ausgetauscht werden muss. Dieser Mechanismus begrenzt jedoch die Kernspinrelaxationsrate und führt zu einer längeren Relaxationszeit, wie auch schon experimentell nachgewiesen wurde [\[Str05\]](#).

Was jedoch noch nicht komplett verstanden ist, ist die Tatsache, dass auf der Struktur die Generierungsrate beziehungsweise die Kernspinpolarisation so deutlich um ungefähr eine Größenordnung erhöht ist. Es könnte sich dabei um einen extrinsischen Effekt handeln, zum Beispiel, dass die Leiterbahnstruktur zu einer höheren Asymmetrie der Polarisationszustände führt und damit die gemittelte Elektronenspinpolarisation einen größeren Wert einnimmt. Jedoch lässt sich bei der Streifenform dieser Anordnung schwerlich eine Situation vorstellen, die diese Asymmetrie verstärken könnte. Effekte entsprechend einem linearen Polarisator könnten eher vorstellbar sein, jedoch führen sämtliche Stellungen eines linear Polarisators und / oder eines $\lambda/2$ -Wellenplättchens hinter dem PEM zu keiner verstärkten Asymmetrie (vgl. [Abbildung 27](#)). Insofern scheinen intrinsische Effekte hier die Hauptrolle zu spielen. So ist zum Beispiel bekannt, dass eine Verspannung innerhalb des Halbleiters in einer geänderten Konstante der Hyperfein-Austauschwechselwirkung resultiert ([\[Kno06\]](#), [\[Dzh07\]](#)). Eine Verspannung, wie sie auch schon zuvor diskutiert wurde, ist bei der massiven Struktur bedingt durch unterschiedliche Ausdehnungskoeffizienten der Materialien ebenfalls zu erwarten und scheint die Ursache für den beobachteten Effekt darzustellen. Dies wird außerdem dadurch untermauert, dass im Vergleich mit der Literatur (z. B. [\[Kno06\]](#)) das Vorzeichen korrekt ist und die Werte in der richtigen Größenordnung liegen.

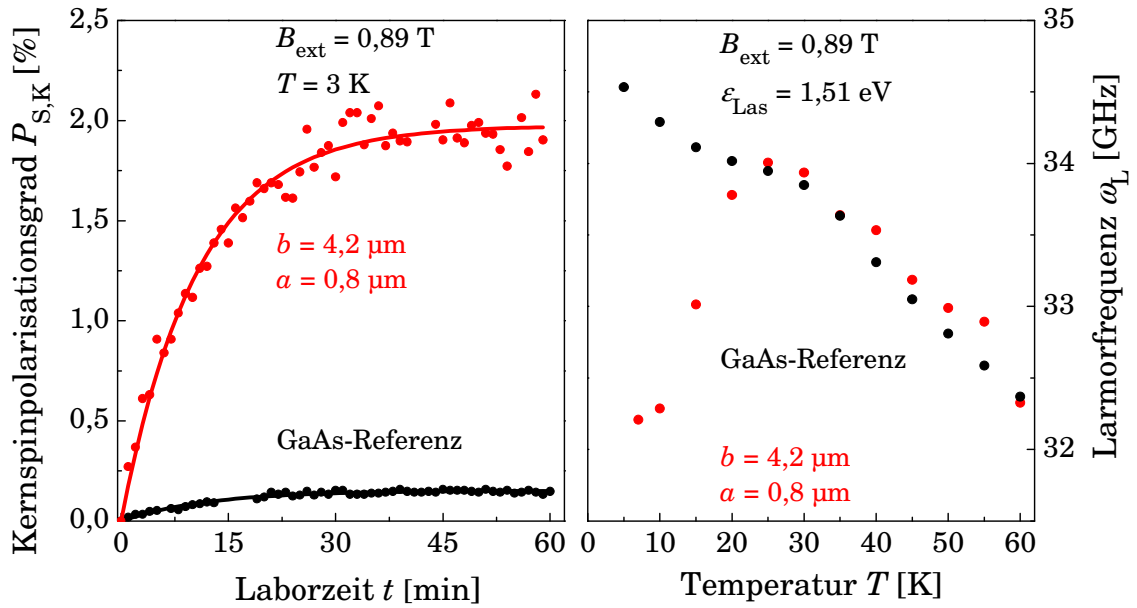


Abbildung 84: Links: Kernspinpolarisation auf und abseits einer nicht stromdurchflossenen Leiterbahnanordnung bei Tieftemperatur aufgetragen gegen die Laborzeit. Rechts: Der Temperaturverlauf der Larmorfrequenzen für diese beiden Positionen, nachdem etwa 20 Minuten lang die Kernspins ausgerichtet wurden.

Die rechte Seite der [Abbildung 84](#) zeigt den Temperaturverlauf der Larmorfrequenzen für Messpositionen abseits und auf der Leiterbahnstruktur, nachdem jeweils eine ausreichend hohe Zeit von mindestens 20 Minuten die Kernspins optisch ausgerichtet („gepumpt“) worden sind. Aus der Darstellung kann entnommen werden, dass die Kernspinpolarisation ungefähr ab einer Temperatur von $T > 25 \text{ K}$ nur noch eine untergeordnete Rolle einnimmt, so dass die Larmorfrequenzen auf beiden Positionen annähernd gleich sind.

Als Ergebnis aus der [Abbildung 83](#) und der [Abbildung 84](#) kann zusammenfassend festgehalten werden, dass die Leiterbahnstruktur wahrscheinlich aufgrund der bei Tieftemperatur generierten Verspannung zu einer verstärkten Kernspinpolarisation führt, die in einer deutlich niedrigeren Präzessionsfrequenz resultiert. Werden nun die Leiterbahnen mit Strom durchflossen, so kommt es lokal zu einer Aufheizung, wobei die Kernspinpolarisation aufgrund eines Temperatureffekts zerstört wird und die Elektronen wieder mit einer höheren Frequenz entsprechend dem externen Magnetfeld präzedieren. Das bedeutet, dass in diesem System die Elektronenspindynamik über ein lokales „Ausheizen“ des Kernspinsystems kohärent und lokal verändert werden kann, in einer Größenordnung von $\Delta\omega_L/\omega_L \approx 10 \%$. Der große Vorteil des Kernspinsystems, seine langen Relaxationszeiten, wird hier jedoch auch zum Nachteil, da diese Zeit auch die maximale Änderungsfrequenz limitiert.

Eine deutlich schnellere Möglichkeit der Manipulation sollte durch das steuerbare elektromagnetische Feld der Leiterbahnen möglich sein, was jedoch bisher in dem dominierenden Effekt des effektiven Kernmagnetfeldes untergegangen ist. Für die folgenden Experimente wurde daher eine erhöhte Temperatur von $T > 40 \text{ K}$ gewählt, um sicherzustellen, dass eine Polarisation von Kernspins und deren Prozess des Ausheizens mittels stromdurchflossener Leiterbahnen nicht ins Gewicht fällt. Auf der linken Seite der [Abbildung 85](#) ist der direkte Vergleich zweier zeitaufgelösten Messungen für $I_{\text{ges}} = \pm 0,8 \text{ A}$ und einer Leiterbahnanordnung von 10 Leiterbah-

nen der Breite $b = 6,5 \mu\text{m}$ und einem Abstand von $a = 1,0 \mu\text{m}$ wiedergegeben. Der durch das elektromagnetische Feld verursachte Versatz tritt dabei klar hervor. Beide Messungen unterliegen den gleichen Effekten, zum Beispiel aufgrund der Erwärmung veränderter Larmorfrequenzen.

Die rechte Seite von [Abbildung 85](#) zeigt die Larmorfrequenz über die Stromstärke im Falle dieser erhöhten Temperatur. Aufgrund des Temperatureffekts der Leiterbahnen existiert in dem Verlauf ein symmetrischer Anteil, der nur von dem Betrag des Stromes abhängig ist und über einer temperaturabhängigen Verringerung des g -Faktors (Heizung) auf die Larmorfrequenz wirkt. Hinzu kommt ein Anteil zum g -Faktor aufgrund der Überschussenergie, die aus der konstanten Anregungsenergie resultiert, wenn die Temperatur steigt und damit die Bandkante kleiner wird. Dies führt wiederum zu einem geringeren g -Faktor. Zudem existiert aber auch ein asymmetrischer Teil, der im Fall von negativen Strömen der Verringerung der Larmorfrequenz im Einklang mit der Geometrie der Leiterbahnstruktur entgegen wirkt, beziehungsweise diese für den Fall positiver Ströme verstärkt. Die durchgezogene schwarze Linie in [Abbildung 85](#) (rechte Seite) resultiert aus einer Kurvenanpassung entsprechend des folgenden Modells:

$$\omega_L(I_{\text{Leiter}}) = \omega_{L,0} + \omega_L(I_{\text{Leiter}}) + \omega_L(I_{\text{Leiter}}^2) \approx \omega_0 + \text{const} \cdot B_{\text{Leiter}}(I_{\text{Leiter}}) + \text{const} \cdot \Delta g(I_{\text{Leiter}}^2) \text{ für } B_{\text{ext}} \gg B_{\text{Leiter}} \wedge |g| \gg |\Delta g|. \quad (5.31)$$

Die Annahmen des Modells beruhen darauf, dass für die Verlustleistung gilt: $P \propto I_{\text{Leiter}}^2$, was in einem kleinen Temperaturbereich zu $T \propto P$ führen sollte. Hinzu muss die Temperaturabhängigkeit des g -Faktors betrachtet werden, die entsprechend der [Abbildung 44](#) ebenfalls für kleine ΔT als linear $g(T) \propto T$ angenommen werden kann. Eine Temperaturerhöhung führt wie angesprochen auch zu einer Veränderung der Bandkante, die nach Varshni ([Abbildung 42](#)) $\varepsilon(T) \propto -T$ und der Gleichung (4.11) $g(\varepsilon_{\text{kin}}) \propto \varepsilon_{\text{kin}}$ in diesem Bereich auch zu einer linearen Abhängigkeit des g -Faktors $g(\varepsilon_{\text{kin}}(T)) \propto T$ führt. Insgesamt gelten also für die Temperatur- und streufeldabhängigen Effekte unter der Annahme dass $B_{\text{ext}} \gg B_{\text{Leiter}}$ und $g \gg \Delta g(T)$:

$$\omega_L(I_{\text{Leiter}}^2) \approx \frac{\Delta g(I_{\text{Leiter}}^2) \mu_B}{\hbar} B_{\text{ext}} = \frac{\omega_{L,0}}{g} \frac{\Delta g}{I_{\text{Leiter}}^2} [A^{-2}] \cdot I_{\text{Leiter}}^2 [A^2] \approx \omega_L(T) = \frac{\omega_{L,0}}{g} \Delta g(T) \text{ und} \quad (5.32)$$

$$\omega_L(I_{\text{Leiter}}) = \omega_L(B_{\text{Leiter}}) = \frac{g \mu_B}{\hbar} \cdot B_{\text{Leiter}}(I_{\text{Leiter}}) = \frac{\omega_{L,0}}{B_{\text{ext}}} \frac{B_{\text{Leiter}}}{I_{\text{Leiter}}} \left[\frac{\text{mT}}{\text{A}} \right] \cdot I_{\text{Leiter}} [A].$$

Mit Hilfe des Modells lässt sich eine gute Übereinstimmung zwischen den experimentellen Daten und den Berechnungen mit folgenden Parametern finden:

$$\Rightarrow \omega_0 \approx 33,7 \text{ Ghz} \text{ und } \frac{B_{\text{Leiter}}}{I_{\text{Leiter}}} \approx -68 \frac{\text{mT}}{\text{A}} \text{ und } \frac{\Delta g}{I_{\text{Leiter}}^2} \approx 1,3 A^{-2}. \quad (5.33)$$

Die g -Faktor Erhöhung entspricht ungefähr jeweils einer Temperaturerhöhung von $\Delta T \approx 15 \text{ K}$ am Ort der Elektronenspins direkt in den Zwischenräumen der Leiterbahnen bei maximal angelegter Stromstärke von $I_{\text{Leiter}} = \pm 80 \text{ mA}$. Eine direkte Messung mittels eines Temperaturmessfühlers am Kühlfinger des Kryostaten zeigte während den Messungen einen Anstieg der Temperatur von $\Delta T \approx 4 \text{ K}$ und bestätigt damit einen relevanten Temperaturanstieg, der besonders direkt an den Leiterbahnen sicherlich höher ausfällt.

Das elektromagnetische Feld nimmt bei diesen Stromstärken dagegen einen Wert von $B_{\text{Leiter}} \approx \mp 5,5 \text{ mT}$ an. Eine Berechnung des elektromagnetischen Feldes direkt über die Differenzbildung der Larmorfrequenzen bei dem jeweiligen gleichen Betrag der Stromstärke mit einer anschließenden linearen Kurvenanpassung, wie in dem Einsatz von [Abbildung 85](#) (rechts)

dargestellt, ergibt ebenso einen sehr ähnlichen Wert von $B_{\text{Leiter}} \approx \mp 5,6 \text{ mT}$ bei $I_{\text{Leiter}} = \pm 80 \text{ mA}$, unterliegt jedoch stärkeren Abweichungen. Insgesamt kann festgehalten werden, dass auch mittels elektromagnetischer Felder lokal auf Mikrometerskala kohärente Elektronenspins manipuliert werden können.

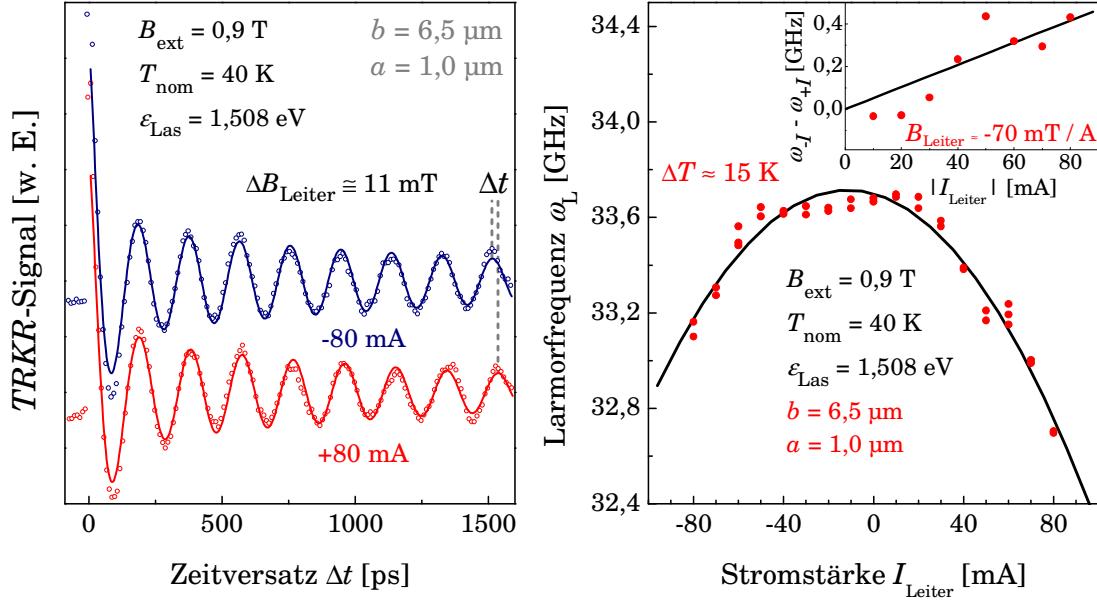


Abbildung 85: Links: Zwei zeitaufgelöste Kerr-Rotationsmessungen bei dem jeweils maximalen entgegengesetzten Strom. Rechts: Larmorfrequenzen in Abhängigkeit der an die Leiterbahnstruktur angelegten Stromstärken bei erhöhter Temperatur. Einsatz: Differenz der Larmorfrequenzen über dem Betrag der Stromstärke mit einer linearen Kurvenanpassung.

6 Kohärenter Spintransport in GaAs

Nachdem in den beiden letzten Kapiteln die ortsfeste Dynamik von Elektronenspins und deren Beeinflussung ausgiebig diskutiert wurde, stehen in dem folgenden Abschnitt die nicht ortsfesten Messungen im Mittelpunkt. Im Detail wird der Transport von kohärenten Spinzuständen in Spintransportstrukturen bestehend aus einem moderat dotierten GaAs-Kanal behandelt. Folgende Aspekte werden dabei thematisiert:

- Prinzip des kohärenten Spintransport in Transportstrukturen
- Layout, Herstellung und Validierung geeigneter Spintransportstrukturen
- Theoretische Betrachtung bezüglich Diffusion und Drift von erzeugten Spinpaketen
- Transport kohärenter Spinpolarisationen in GaAs
 - Laterale Diffusion und feldgetriebener Transport kohärenter Elektronenzustände
 - Zeitaufgelöster Transport von Polarisationen kohärenter Elektronenspins über makroskopische Distanzen

6.1 Prinzip des Spintransport

Die [Abbildung 86](#) zeigt das vereinfachte Prinzip des Transportes kohärenter Spinzustände. Der Pumplaser erzeugt spinpolarisierte Ladungsträger (Spinpakete), die einem elektrischen Feld ausgesetzt sind und somit in Richtung der Kontaktierung transportiert werden können. Während der Spin der Löcher wiederum nur sehr kurze Spinlebensdauern besitzt, können die Elektronenspins zum Beispiel in Abhängigkeit des angelegten elektrischen Feldes oder des Abstandes zur Position der Generierung mittels des Probe-Laserpulses vermessen werden. Diese Anordnung stellt allerdings erhöhte Anforderungen an die Strukturen beziehungsweise deren Kontaktierung, die im folgenden Abschnitt diskutiert werden.

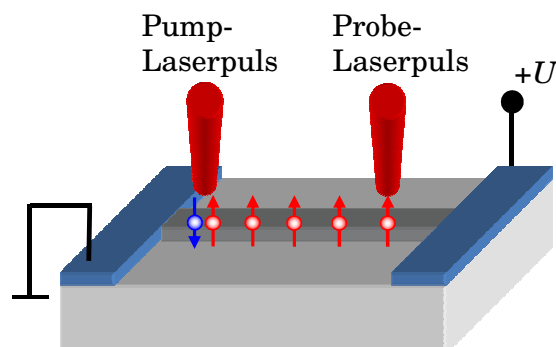


Abbildung 86: Schematische Darstellung der Kontaktierung und der optischen Ausrichtung beziehungsweise der Messung der Ladungsträgerspins.

6.2 Herstellung und Validierung geeigneter Spintransportstrukturen

6.2.1 Technologie der Hallbar-Spintransportstrukturen

Im Vergleich zu den Proben des Typs A und des Typs B (siehe Kapitel 4.2) verfolgen die nun benutzten Proben des Typs C ein anderes Ziel, da sie zugunsten der Injektionsmöglichkeiten von elektrischen Strömen und zu Lasten der Spindephasierungszeit für den Transport von Spinpaketen optimiert wurden. Es steht also der Fluss von Ladungsträgern in die aktive Halbleiterschicht über die metallischen Verbindungselemente im Vordergrund, idealer Weise also die Realisierung eines ohmschen Kontaktes. Die Probestrukturierung wurde im Lehrstuhl für Werkstoffe und Nanoelektronik der Ruhr-Universität-Bochum durchgeführt. Bei dem Substrat handelt es sich wieder um einen halbisolierenden (*“semi-insulating”*), also sehr reinen GaAs-Wafer mit einer Kristallwachstumsrichtung von (001). Darauf aufbauend wurden nun mittels Molekularstrahlepitaxie (MBE) die folgenden Heteroschichtsysteme erstellt. Zuerst wird eine 5 nm dicke AlAs-Schicht aufgebracht, die aufgrund einer stark geänderten Ätzrate bei einer selektiven Ätzung die Möglichkeit eines Ätz-Stopps bietet. Anschließend wurde eine 50 nm dicke undotierte GaAs-Schicht dazu benutzt, die unterschiedlichen Gitterkonstanten von AlAs und GaAs für die wichtigen nachfolgenden Schichten anzugleichen. Die nun folgende n -dotierte GaAs-Schicht besitzt eine Schichtdicke von 2 μm und stellt die „aktive“ Schicht dar, innerhalb der die kohärente Spindynamik untersucht wird. Die Dotierung wurde mittels Silizium (Si) realisiert und beträgt $n_D \approx 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Die darauf liegende GaAs-Schicht mit einer Dicke von 15 nm ist ebenfalls mit Si n -dotiert worden, jedoch wurde an dieser Stelle eine Dotierungsgradient von $n_D \approx 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ zu $n_D \approx 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ eingestellt, um einen Übergang von der aktiven moderat dotierten Schicht zu der hoch dotierten Deckschicht zu realisieren. Diese GaAs-Deckschicht ist ebenfalls 15 nm dick und wurde mit Si zu $n_D \approx 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ dotiert, um eine hohe Leitfähigkeit zu erreichen.

Bei der Kontaktierung der Proben des Typs C besteht das in der Herstellung von ohmschen Kontakten, um den Effekt eines Kondensators zu vermeiden, da ansonsten der Transport von Ladungsträgern durch Ausbildung eines kompensierenden elektrischen Gegenfeldes verhindert werden könnte. Dazu wurden im Wesentlichen mittels den in Kapitel 5.2 gezeigten Strukturierungsprozessen der Reihe nach folgende Elemente auf die Halbleiter-Oberfläche aufgebracht. Zuerst wurde eine dünne Schicht Nickel (Ni) mit einer Dicke von 5 nm aufgebracht. Darauf folgt eine 15 nm dicke Germanium(Ge)-Schicht. Anschließend folgt die erste Gold(Au)-Schicht, die 30 nm dick ist. Zwischen den beiden Goldschichten liegt nochmals eine Schicht Nickel (Ni) mit einer Dicke von 10 nm. Die obere Gold-Schicht besitzt eine Dicke von 100 nm und stellt die Oberfläche der Struktur dar, auf der auch die Kontaktierung (*“bonding”*) stattfindet. Die Schichtdicken und die Reihenfolge der aufgetragenen Elemente (Au, Ni und Ge) sind derart gewählt, dass ein optimaler Legierungsübergang und damit eine gute Haftung zwischen den Metallen und dem hoch dotierten metallischen GaAs entsteht. Der Aufbau der kompletten strukturierten Probe ist auf der linken Seite in [Abbildung 87](#) dargestellt.

Im Gegensatz zu den in Kapitel 5.2 dargestellten Strukturierungsprozessen kam bei diesen Proben eine optische Belichtung anstatt einer Belichtung mittels Elektronenstrahl (Schritt 2 in

Abbildung 55) zum Einsatz. Zudem wurde zusätzlich ein Ätzprozess integriert, der nach dem Schritt 3 der Abbildung 55 stattfindet und zur Folge hat, dass anschließend nach der Lackentfernung die Schritte 1-5 für die Metallisierung wiederholt werden müssen. Es kam ein Nass-Ätzverfahren mit einer Ätzlösung bestehend aus Citronensäure $C_6H_8O_7$ (2-Hydroxypropan-1,2,3-tricarbonsäure) und Wasserstoffperoxid H_2O_2 zum Einsatz. Die Ätztiefe betrug etwa $2\text{ }\mu\text{m}$, also bis zum Ätzstopp. Durch diesen Ätzschritt wird sichergestellt, dass nur eine Mesa in Form einer Hallbar-Struktur stehen bleibt, die dann in den folgenden Prozessschritten mit den zuvor angesprochenen Ni-, Ge- und Au-Schichten strukturiert wurde. In dem übriggebliebenen Halbleiter-Kanal mit den 6 typischen Hallbar-Kontaktierungen soll in der $2\text{ }\mu\text{m}$ dicken „aktiven“ Schicht der Transport von optisch erzeugten Spinpaketen gemessen werden. Auf der rechten Seite der Abbildung 87 ist eine lichtmikroskopische Aufnahme einer typischen Hallbar-Spintransportstruktur (Struktur A) dargestellt. Deutlich zu sehen sind die stark reflektierenden Goldkontaktierungen und der GaAs-Kanal (roter Kreis), der in diesem Fall eine Ausdehnung von $40\text{ }\mu\text{m}$ in der Länge und $10\text{ }\mu\text{m}$ in der Breite besitzt.

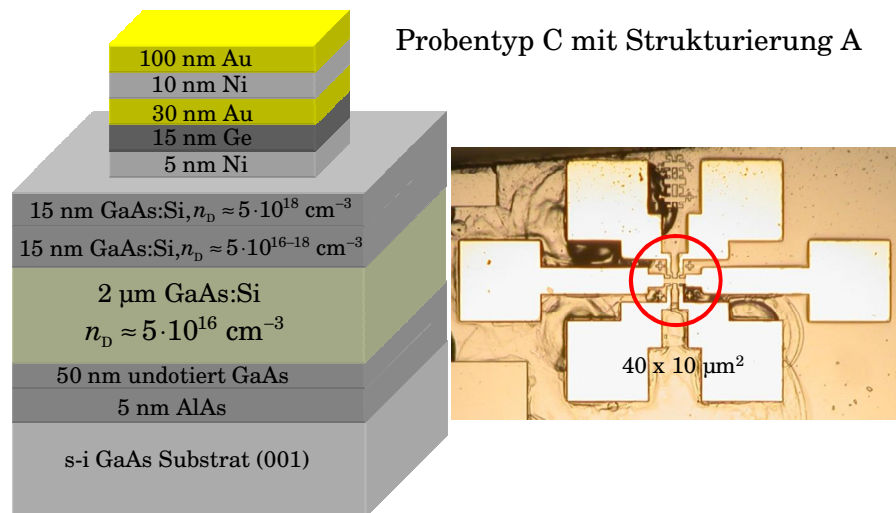


Abbildung 87: Links: Probenlayout (Typ C) der Metall-Halbleiter-Hybridstrukturen für den Transport von Elektronenspins. Rechts: Aufnahme einer typischen Hallbar-Spintransportstruktur (Struktur A) mittels eines optischen Lichtmikroskops.

Die ausgedehnten Goldstrukturen sorgen allerdings auch für Reflexe, die sich stark signalverschlechternd bei der Kerr-Rotations-Messtechnik auswirken. Desweiteren zeigten ersten Messungen, dass eine erhebliche Diffusion des anfänglich räumlich stark begrenzten Spinensembles stattfindet, so dass zusätzlich eine für die Messungen optimierte Spintransportstruktur (Struktur B) entworfen wurde. Bei dieser Struktur wurde zum einen ein ausgedehnterer GaAs-Kanal mit einer Breite von $100\text{ }\mu\text{m}$ und zum anderen größere Abstände zwischen den Messpositionen und den Goldkontaktierungen gewählt. Eine lichtmikroskopische Aufnahme (oben) dieser Struktur mit Abmessungen (unten) ist auf der linken Seite der Abbildung 88 wiedergegeben. Deutlich ist der markante GaAs-Kanal in der Mitte zu sehen. Auf der rechten Seite der Abbildung 88 ist zu sehen, wie sich das Bild für den Experimentator darstellt, in dem die Laserstrahlen mit Hilfe von Graufiltern abgeschwächt werden und eine zusätzliche Halogenbeleuchtung zum Einsatz kommt. Somit lässt sich über ein Teleskop sowohl die Hybridstruktur als auch die Positionen der beiden Laserstrahlen auf dem Bildschirm sichtbar machen (siehe Kapitel 3.1.1). Aufgrund der höheren Intensität des Pumplaserstrahls wirkt dieser Strahl von den Abmessungen größer (linker weißer Punkt bzw. rote Umrandung) als der Probelerstrahl (rechter roter

Punkt bzw. rote Umrandung) und „überstrahlt“ diesen zudem. Diese Darstellung ist nur ausreichend für rudimentäre Einstellungszwecke der beiden Strahlpositionen. Mittels des Signals, das aus dem Überlapp der beiden Strahlen resultiert, muss anschließend eine Feineinstellung durchgeführt werden.

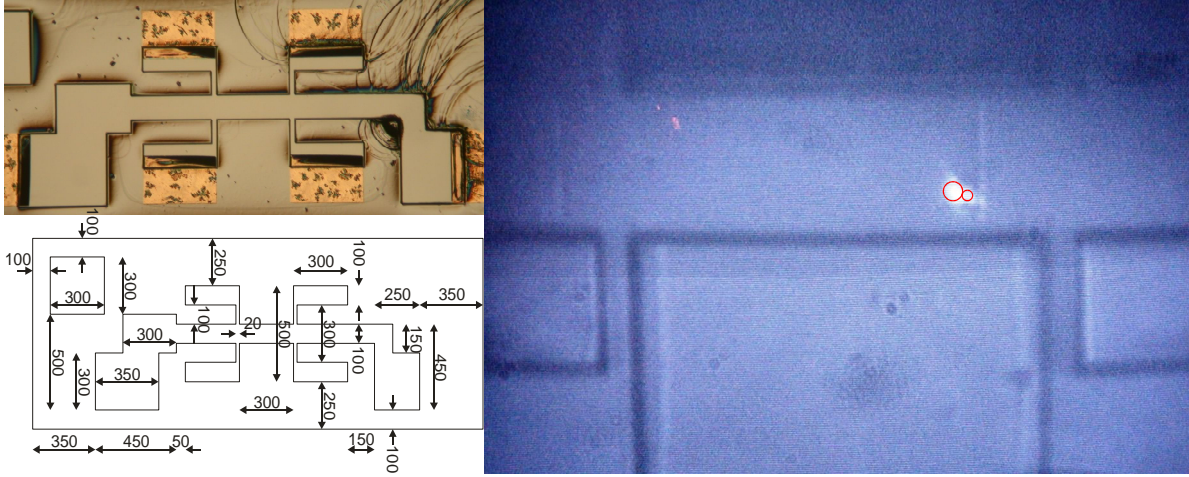


Abbildung 88: Links oben: Lichtmikroskopische Aufnahme der Transportstruktur B. Links unten: Die kompletten Abmessungen der Spintransportstruktur B in Einheiten von Mikrometern. Rechts: Darstellung der beiden Laserstrahlen (Pump- und Probe-Laserstrahl, rote Kreise) auf dem GaAs-Transportkanal mittels einer Beleuchtung und eines Teleskops auf dem Bildschirm des Messaufbaus.

6.2.2 Validierung des Probenlayouts

Die beiden oberen 15 nm dicken, hoch dotierten GaAs-Schichten (siehe [Abbildung 87](#)) sorgen aufgrund der kurzen Spindephasierungszeiten in hoch dotiertem GaAs und aufgrund ihrer im Vergleich zur aktiven Schicht mit einer Dicke von 2 μm geringeren Absorption zu keiner signifikanten Störung der Messung. Allerdings muss geklärt werden, ob diese beiden oberen Schichten eventuell zwischen den Kontakten entfernt werden müssen, um einen Stromfluss in der aktiven Schicht zu ermöglichen, so dass nicht die höher dotierten und leitfähigeren Schichten den Stromfluss dominieren und damit den Transport in der aktiven Schicht verhindern. Dies soll mit Hilfe einer einfachen Abschätzung verifiziert werden. Dafür werden aus der Standardliteratur bekannten Formeln für Widerstände in Serien- und Parallelschaltungen beziehungsweise deren Leitfähigkeiten benutzt:

$$\frac{1}{R_{\text{par}}} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{R_i} \text{ bzw. } R_{\text{ser}} = \sum_{i=1}^n R_i \text{ mit } R_i = \rho \frac{l_i}{A_i} \quad (6.1)$$

wobei $\frac{1}{\rho} = \sigma = ne\mu$ und $n = n_D \exp\left(\frac{-\epsilon_D}{k_B T}\right)$,

wobei die Abmessungen aus der [Abbildung 88](#) entnommen werden und der gemessene Gesamtwiderstand zwischen den Kontakten bei einer Temperatur von $T = 296 \text{ K}$ ohne Laserlicht $R_{\text{ges}}(296 \text{ K}) = 1,95 \text{ k}\Omega$ beträgt. Dieser Wert enthält alle Kontaktwiderstände, die aber als deutlich kleiner und daher als vernachlässigbar angenommen werden. Wird das daraus folgende Gleichungssystem gelöst, so ergeben sich folgende Werte, wobei die Werte für die Beweglichkeit und die Leitfähigkeit als untere Grenze angesehen werden müssen, da der Gesamtwiderstand natürlich alle Leitungs-, Kontaktierungs- und Übergangswiderstände beinhaltet:

Schicht	Nominelle Dotierung n_D [cm^{-3}]:	Elektronendichte n [cm^{-3}]	Beweglichkeit μ [cm^2/Vs]	Leitfähigkeit σ [$(\Omega\text{cm})^{-1}$]	Widerstand R [$\text{k}\Omega$]
I.	$5,0 \cdot 10^{18}$	$4,5 \cdot 10^{18}$	$1,2 \cdot 10^3$	$8,7 \cdot 10^2$	10
II.	$5,0 \cdot 10^{16-18}$	$2,3 \cdot 10^{18}$	$1,5 \cdot 10^3$	$5,5 \cdot 10^2$	15
III.	$5,0 \cdot 10^{16}$	$4,5 \cdot 10^{16}$	$3,0 \cdot 10^3$	$2,0 \cdot 10^1$	3

Tabelle 4: Dotierungen, Elektronendichten, Beweglichkeiten, Leitfähigkeiten und Widerstände der einzelnen GaAs-Schichten bei Raumtemperatur ohne optische Einwirkung für die Spintransportstruktur B.

Zusammenfassend kann entsprechend der [Tabelle 4](#) festgehalten werden, dass trotz der hohen Leitfähigkeit der beiden hoch dotierten GaAs-Schichten der Widerstand der aktiven GaAs-Schicht (III.) aufgrund des dominierenden Querschnitts am geringsten ist und somit am stärksten an dem Fluss der Elektronen beteiligt ist. Im Falle von Laserlichteinstrahlung ändern sich die Elektronendichten der beiden ersten Schichten nicht signifikant, jedoch wird die Elektronendichte der dritten Schicht relativ gesehen am deutlichsten erhöht, mit der Folge, dass diese aktive Schicht noch stärker den Stromfluss dominiert. So ergibt sich unter Laserlicht-Einstrahlung ein Gesamtwiderstand von $R_{\text{ges,Laser}}(296 \text{ K}) = 1,0 \text{ k}\Omega$, was mit den zuvor errechneten Werten einer optisch zusätzlich erzeugten Elektronendichte von $n \approx 6,3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ entspricht. Daraus folgt für die aktive Schicht eine Leitfähigkeit von $\sigma \approx 55 \text{ 1}/\Omega\text{cm}$ und ein Widerstand von $R_{\text{III.}}(296 \text{ K}) = 1,1 \text{ k}\Omega \approx R_{\text{ges,Laser}}$. Das bedeutet, dass für den Transport bei Raumtemperatur fast ausschließlich die aktive GaAs-Schicht verantwortlich ist.

Eine ähnliche Situation zeigt sich bei Tieftemperatur, denn dort gilt für alle Schichten $n_i \ll n_{D,i}$ ($i = \text{I, II oder III}$) beziehungsweise für den Fall der optisch erzeugten Elektronen $n_i \approx n_{\text{opt}}$. Der gemessene Gesamtwiderstand unter gleicher Laserlichteinwirkung beträgt $R_{\text{ges,Laser}}(3 \text{ K}) = 3,0 \text{ k}\Omega$, womit sich wiederum über ein analoges Gleichungssystem wie zuvor die Beweglichkeit zu $\mu \approx 2 \cdot 10^3 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ errechnen lässt. Wohlgemerkt ist diese Beweglichkeit nun für alle Schichten identisch. Ebenso folgt eine für alle Schichten gleich Leitfähigkeit von $\sigma \approx 21 \text{ 1}/\Omega\text{cm}$. Schließlich ergibt dies einen Widerstand von $R_{\text{III.}}(3 \text{ K}) = 3,0 \text{ k}\Omega$ für die aktive Schicht und $R_{\text{I.}}(3 \text{ K}) = R_{\text{II.}}(3 \text{ K}) \approx 400 \text{ k}\Omega$ für die beiden hoch dotierten Schichten. Wieder zeigt sich eindeutig, dass die aktive Schicht den Transport dominiert.

Als Ergebnis kann insgesamt festgehalten werden, dass dieses Probenlayout hervorragend für den lateralen Transport von Elektronenspins geeignet sein sollte, da ohmsche Kontakte vorliegen und durch das angelegte elektrische Feld ein Transport der optisch erzeugten Ladungsträger in der aktiven Schicht stattfinden kann. Mit dem Fluss der Elektronen kann daher auch ein Transport der dazugehörigen Spinzustände beobachtet werden.

6.3 Theoretische Betrachtungen zum Transport von Spinpaketen

Zur Beschreibung der Ladungsträgerbewegung in einem Halbleiter werden 4 Gleichungen, die sogenannten Drift-Diffusionsgleichungen benutzt, mit derer Hilfe sowohl die kombinierte Bewegung von Elektronen und Löchern bei Anwesenheit eines elektrischen oder quasi-elektrischen Felds und räumlichen Ladungsträgerverteilungen beschrieben werden können. Zudem können bei Nutzung von 4 Gleichungen Ungleichgewichte bei der Spinverteilung sowohl im Leitungs- als auch im Valenzband beschrieben werden [Aws02]:

$$\mathbf{j}_{e^{-}\uparrow,\downarrow} = en_{\uparrow,\downarrow}\mu_{e^{-}\uparrow,\downarrow}\mathbf{E} + eD_{e^{-}\uparrow,\downarrow}\nabla n_{\uparrow,\downarrow} \quad \text{bzw.} \quad \mathbf{j}_{h^{+}\uparrow,\downarrow} = ep_{\uparrow,\downarrow}\mu_{h^{+}\uparrow,\downarrow}\mathbf{E} - eD_{h^{+}\uparrow,\downarrow}\nabla p_{\uparrow,\downarrow}, \quad (6.2)$$

mit den entsprechenden Diffusionskonstanten D_i . Die zeitlichen Entwicklungen in Raum und Zeit für diese 4 Ströme ergeben sich über die folgenden Kontinuitätsgleichungen [Aws02]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_{\uparrow,\downarrow}}{\partial t} &= -\nabla \cdot \mathbf{j}_{e^{-}\uparrow,\downarrow} + \Gamma_{e^{-}}n_{\downarrow,\uparrow} - \Gamma_{e^{-}}n_{\uparrow,\downarrow} + G_{\uparrow,\downarrow} - R_{\uparrow,\downarrow}n_{\uparrow,\downarrow}p_{\downarrow,\uparrow} \quad \text{bzw.} \\ \frac{\partial p_{\uparrow,\downarrow}}{\partial t} &= -\nabla \cdot \mathbf{j}_{h^{+}\uparrow,\downarrow} + \Gamma_{h^{+}}p_{\downarrow,\uparrow} - \Gamma_{h^{+}}p_{\uparrow,\downarrow} + G_{\uparrow,\downarrow} - R_{\uparrow,\downarrow}p_{\uparrow,\downarrow}n_{\downarrow,\uparrow}, \end{aligned} \quad (6.3)$$

in der Verbindung mit der folgenden Poisson-Gleichung:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = -\frac{e}{\epsilon_r \epsilon_0} (\Delta n_{\uparrow} + \Delta n_{\downarrow} - \Delta p_{\uparrow} - \Delta p_{\downarrow}). \quad (6.4)$$

die eine Verknüpfung zwischen den lokalen Abweichungen der Ladungsträgerdichten von der Gleichgewichtssituation und dem daraus resultierenden elektrischen Feld bildet. Dabei stellen $\Gamma_i = 1/\tau_i$ die entsprechenden Spinrelaxationsraten dar, G_i und R_i dagegen stellen die jeweiligen Generationsraten von Elektron-Loch-Paaren beziehungsweise deren Rekombinationsraten dar. Der Poisson-Gleichung kann entnommen werden, dass lokale Störungen des Ladungsträgergleichgewichts eine Hauptrolle bei der Bewegung spinpolarisierter Ladungsträger spielen. So kann zum Beispiel in einem undotierten Halbleiter nur eine Bewegung eines Elektronenpakets stattfinden, wenn sich zeitgleich ein Paket von Löchern mit bewegt.

Im Folgenden werden Pakete von *spinpolarisierten* Ladungsträgern betrachtet, also eine lokale Störung des ansonsten sich im thermodynamischen Gleichgewicht befindlichen unpolarisierten Halbleiters. Aufgrund der im Gegensatz zu Metallen sehr ineffektiven Abschirmung benötigt daher eine lokale Variation einer Ladungsträgersorte (z. B. Elektronen) einen Ausgleich durch eine lokale Variation innerhalb der Löcherkonzentration im Valenzband (z. B. [Hay51], [Ros53]). Ausnahmen von diesem Verhalten benötigen große Felder räumlicher Ladungsverteilungen, wie z. B. im Falle großer Variationen von Donator- oder Akzeptor-Konzentrationen. Es gilt folglich für kleine elektrische Felder [Aws02]:

$$\Delta n(\mathbf{x}) = \Delta n_{\uparrow}(\mathbf{x}) + \Delta n_{\downarrow}(\mathbf{x}) \quad \text{und} \quad \Delta p(\mathbf{x}) = \Delta p_{\uparrow}(\mathbf{x}) + \Delta p_{\downarrow}(\mathbf{x}) \Rightarrow \Delta n(\mathbf{x}) \approx \Delta p(\mathbf{x}). \quad (6.5)$$

Wie in der [Abbildung 89](#) von links nach rechts für ein Ladungsträgerpaket für einen n -dotierten Halbleiter dargestellt, wird eine *spinunabhängige* lokale Variation innerhalb des Leitungsbandes durch eine lokale spinunabhängige Variation innerhalb des Valenzbandes ausgeglichen, so dass die gesamte Netto-Ladungsträgerverteilung und das daraus resultierende elektrische Feld verschwindet. Einem extern angelegten elektrischen Feld folgen nun die Elektronen

und Löcher entsprechend, was dazu führt, dass sich aufgrund der räumlichen Ladungsträgerverteilung ein dem ursprünglichen Feld entgegengesetztes elektrisches Feld aufbaut. Dieses zusätzliche Feld führt zu einer Bewegung der Ladungsträger zueinander. Allerdings findet aufgrund der geringeren Beweglichkeit der Löcher und der Tatsache, dass es sich hierbei um einen n -dotierten Halbleiter handelt und dementsprechend die Leitfähigkeit der Elektronen im Vergleich zu den Löchern deutlich höher ist, die Bewegung verstärkt von den Elektronen zu den Löchern statt. Die daraus resultierende gesamte Bewegung aller Ladungsträger (feldgetriebener Transport) und die Diffusion sind demnach von den Löchern sowohl in der Richtung als auch von der Größe vorgegeben.

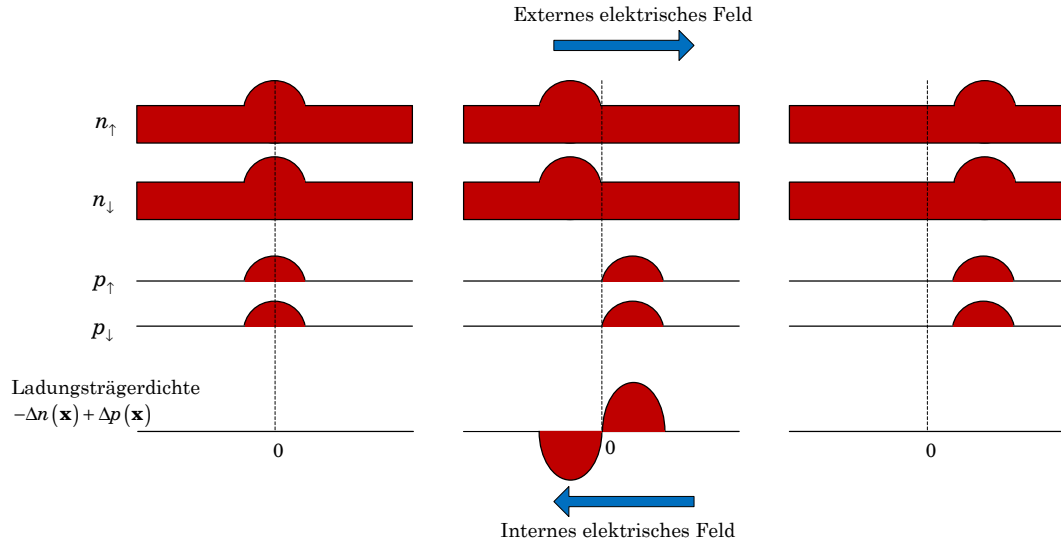
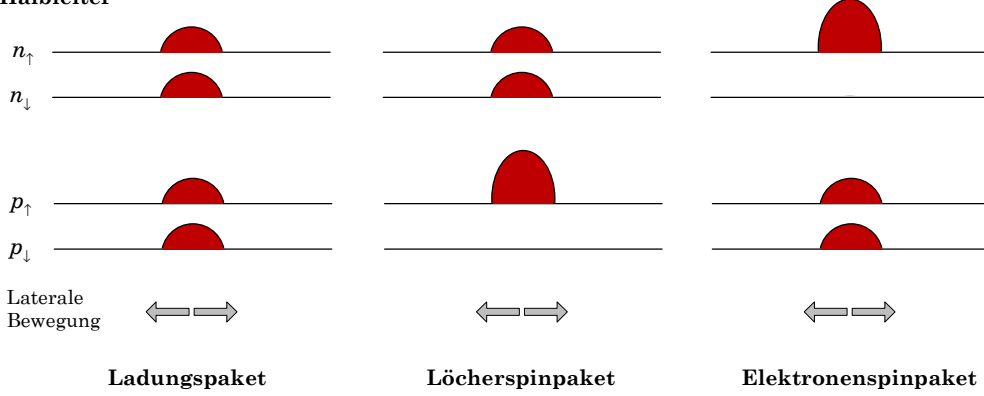


Abbildung 89: Schematische Darstellung der Bewegung eines durch das elektrische Feld getriebene nicht spinpolarisierten Ladungspaketes in einem n -dotierten Halbleiter für die verschiedenen Ladungsträgersorten nach [Fla00].

In der [Abbildung 90](#) werden nun verschiedene Fälle sowohl für Ladungsträgerpakete (links) als auch für spinpolarisierte Löcher- (Mitte) und Elektronenspinpakete (rechts) diskutiert. In einem undotierten Halbleiter (oben), verlangt die lokale Neutralität der Ladungsträger nach der Gleichung (6.5), dass für alle drei Situationen eine ausgleichende lokale Variation, auch wenn diese unpolarisiert sein kann, in dem jeweils anderen Band entsteht. Das heißt, es gilt für den Fall eines Ladungspaketes in einem undotierten Halbleiter (oben links): $\Delta n(\mathbf{x}) > 0 \Rightarrow \Delta p(\mathbf{x}) > 0$. Für Löcherspinpakete in einem undotierten Halbleiter (siehe oben Mitte) gelten ebenso: $\Delta p_{\uparrow}(\mathbf{x}) > 0 \Rightarrow \Delta p(\mathbf{x}) > 0 \Rightarrow \Delta n(\mathbf{x}) > 0$. Analog gilt für ein Elektronenspinpaket in einem undotierten Halbleiter (oben rechts): $\Delta n_{\uparrow}(\mathbf{x}) > 0 \Rightarrow \Delta n(\mathbf{x}) > 0 \Rightarrow \Delta p(\mathbf{x}) > 0$. Folglich gilt für alle drei Fälle zusammen die gleiche Situation, wie sie in der [Abbildung 89](#) für ein Ladungspaket beschrieben wurde, und zwar, dass die Bewegungen gekoppelt und durch die Löcher dominiert sind (Mehrfachband-Störung). Die Löcher wiederum bewegen sich in Abhängigkeit des angelegten elektrischen Feldes (laterale Bewegung). Im Ergebnis bewegen sich also alle erzeugten lokalen Störungen bezüglich der Richtung und der Beweglichkeit entsprechend der Löcher.

Undotierter Halbleiter



n-dotierter Halbleiter

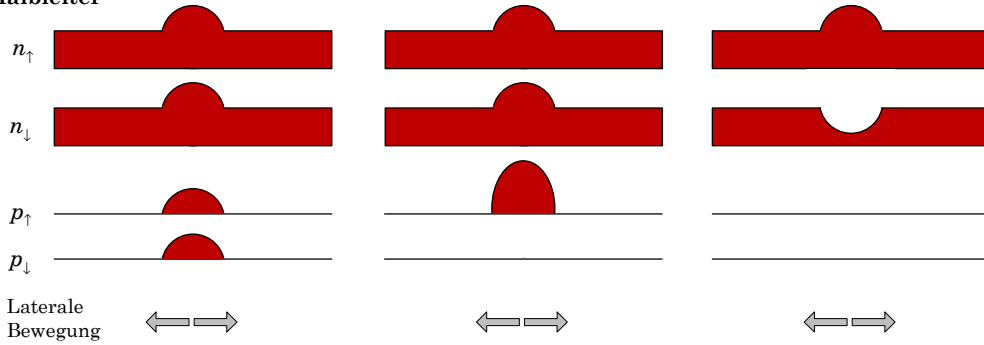


Abbildung 90: Schematische Darstellung der Bewegung eines durch elektrische Felder getriebene Ladungspakets (links), eines Löcherspinpakets (Mitte) und eines Elektronenspinpakets (rechts) für undotierte (oben) und n -dotierte Halbleiter (unten) für die verschiedenen Ladungsträgersorten nach [Fla00].

Im Falle des n -dotierten Halbleiters gilt für ein Ladungsträgerpaket (unten links, nur aus Gründen der Vollständigkeit, da bereits in [Abbildung 89](#) diskutiert) oder für ein Paket von spinpolarisierten Löchern (unten Mitte) die zuvor bei den undotierten Halbleitern getroffene Aussage ebenfalls. Im Detail ergeben sich für die Beweglichkeiten und die Diffusionskonstanten als Lösungen der Gleichungen (6.2) und der Tatsache, dass immer beide Störungen (Leitungs- und Valenzband) beteiligt sind [Aws02]:

$$\mu = \frac{(n-p)\mu_e\mu_{\uparrow}}{n\mu_e + p\mu_{\uparrow}} \quad \text{bzw.} \quad D = \frac{n\mu_e D_{\uparrow} + p\mu_{\uparrow} D_e}{n\mu_e + p\mu_{\uparrow}} \xrightarrow{n \gg p} \mu \cong \mu_{\uparrow} \quad \text{und} \quad D \cong D_{\uparrow}. \quad (6.6)$$

Ein anderes Bild kann sich dagegen unter speziellen Voraussetzungen bei einem n -dotierten Halbleiter in Kombination mit einer spinpolarisierten lokale Nichtgleichgewichtssituationen bei den Elektronen (unten rechts) ergeben. Im Gegensatz zu den bisher diskutierten Situationen existiert nämlich in diesem Spezialfall die Möglichkeit, dass $\Delta n_{\uparrow}(\mathbf{x}) > 0$ durch $\Delta n_{\downarrow}(\mathbf{x}) = -\Delta n_{\uparrow}(\mathbf{x}) \Rightarrow \Delta n_{\downarrow}(\mathbf{x}) < 0$ aufgrund der großen Hintergrund-Elektronendichte ausgeglichen werden kann. So gilt hier: $\Delta n(\mathbf{x}) = 0 = \Delta p(\mathbf{x})$. Dieses Elektronenspinpaket ist jetzt eine reine Störung innerhalb eines Bandes (nur innerhalb des Elektronenspinsystems) und zieht keine Konsequenzen innerhalb des Valenzbandes mit sich. Folglich ergeben sich daher auch deutlich unterschiedliche Werte für die Beweglichkeit und die Diffusion sowohl im Vergleich zu dem undotierten Halbleiter als auch zu den reinen Ladungsträgerpaketen. Im Detail ergibt sich für die Beweglichkeiten und die Diffusionskonstanten als Lösung der Gleichungen (6.2) mit $\Delta p_{\uparrow}(\mathbf{x}) = \Delta p_{\downarrow}(\mathbf{x}) = 0$ und $\Delta n_{\uparrow}(\mathbf{x}) = -\Delta n_{\downarrow}(\mathbf{x})$ in Analogie zur Gleichung (6.6) [Fla00]:

$$\mu_S = \frac{(n_\downarrow + n_\uparrow)\mu_{e^-}\mu_{e^+}}{n_\downarrow\mu_{e^-} + n_\uparrow\mu_{e^+}} \quad \text{bzw.} \quad D_S = \frac{n_\downarrow\mu_{e^-}D_{e^-} + n_\uparrow\mu_{e^+}D_{e^+}}{n_\downarrow\mu_{e^-} + n_\uparrow\mu_{e^+}} \Rightarrow$$

$$\mu_S = \mu_{e^-} \quad \text{und} \quad D_S = D_{e^-} \quad \text{mit} \quad \mu_{e^+} = \mu_{e^-} \quad \text{und} \quad D_{e^+} = D_{e^-}, \quad (6.7)$$

wobei die beiden Randbedingungen den Erwartungen für einen nichtmagnetischen und daher unpolarisierten Halbleiter entsprechen. Das bedeutet, dass die Spinbeweglichkeiten und Spindiffusionskonstanten direkt mit den reinen Elektronenkonstanten verknüpft sind.

Im dem Fall, bei dem die Diffusion und die Beweglichkeit nur von einer Sorte Ladungsträger bestimmt wird (Löcher oder Elektronen), kann mit Hilfe der Zustandsdichte $N(\varepsilon)$ und der Fermi-Funktion $f(\varepsilon)$ die Beweglichkeit eines Pakets mit der Diffusion, also dem Auseinanderlaufen des Pakets verknüpft werden, es gilt [Aws02]:

$$eD_{e^-,l^+} = -\mu_{e^-,l^+} \frac{\int_0^\infty D_{e^-,l^+}(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon}{\int_0^\infty D_{e^-,l^+}(\varepsilon) \frac{\partial f(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} d\varepsilon} \Rightarrow eD_{e^-,l^+} = \mu_{e^-,l^+} k_B T \quad \text{mit} \quad \frac{\partial f(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} = -\frac{f(\varepsilon)}{k_B T}, \quad (6.8)$$

wobei letztere Bedingung für den Grenzfall kleiner Dichten gilt und der bekannten Einstein-Beziehung entspricht. Diese Gleichung und speziell die Situation außerhalb des hier dargestellten Grenzfalles wird später im Rahmen der experimentell ermittelten Diffusionskonstanten noch genauer diskutiert.

6.4 Diffusion und Transport von kohärenten Spinpolarisationen

6.4.1 Laterale Spindiffusion

In diesem Abschnitt sind die laterale Diffusion eines kohärenten Spinensembles und der mittels eines angelegten externen elektrischen Feldes getriebene Transport kohärenter Spinzustände basierend auf den theoretischen Betrachtungen des vorherigen Abschnittes von Interesse. Alle folgenden Messungen sind bei kleinen Magnetfeldern $B_{\text{ext}} \leq 200 \text{ mT}$, bei Tieftemperatur $T \leq 4 \text{ K}$ und bei einer Anregungswellenlänge, die den Donator gebundenen Elektronenzuständen entspricht, durchgeführt worden. Das Magnetfeld ist senkrecht zu den beiden Laserstrahlen (z -Richtung) in x -Richtung orientiert. Ebenso in x -Richtung wird der Versatz beider Strahlen entlang dem langen Kanal der Hallbar-Spintransportstrukturen realisiert. Der Zweck dieser Parameter dient der Realisierung von zumindest so langen Spindephasierungszeiten, dass eine Diffusion oder ein Transport, der natürlich direkt von der Zeit der Bewegung abhängt, beobachtbar wird.

Zur Bestimmung der Diffusion wird, wie in [Abbildung 91](#) dargestellt, der Abstand zwischen dem Probe- und dem Pump-Laserstrahl mittels der galvanischen Rastereinheit variiert. Damit lässt sich das Profil der optisch erzeugten Spinpolarisation, also das mittels des Pump-Laserstrahls generierte Ungleichgewicht innerhalb der beiden Spinzustände, darstellen. Werden diese Messungen für zwei verschiedene Zeitverzögerungen durchgeführt, so kann daraus direkt die zeitliche Evolution der kohärenten Spinpolarisation mit Hilfe der Amplitude des Kerr-Effekts wiedergegeben werden. Optimaler Weise wird eine Zeit kurz nach der Erzeugung der Spinpolarisation unter Beachtung des kohärenten Artefakts und ein möglichst langer Zeitraum, also zum Beispiel kurz vor der Generierung der nachfolgenden Spinpolarisation gewählt. Als maximales Zeitlimit gilt daher entsprechend der Laserrepetitionsfrequenz: $\Delta t \leq 13,15 \text{ ns}$. Auf der linken Seite der [Abbildung 91](#) ist eine Messung auf der Spintransportstruktur A und auf der rechten Seite auf der Spintransportstruktur B gezeigt, die sich darin unterscheiden, dass auf der Struktur B aufgrund der größeren Abmessung eine anfänglich in den Abmessungen ausgehnteres Profil eines Spinensembles untersucht werden kann.

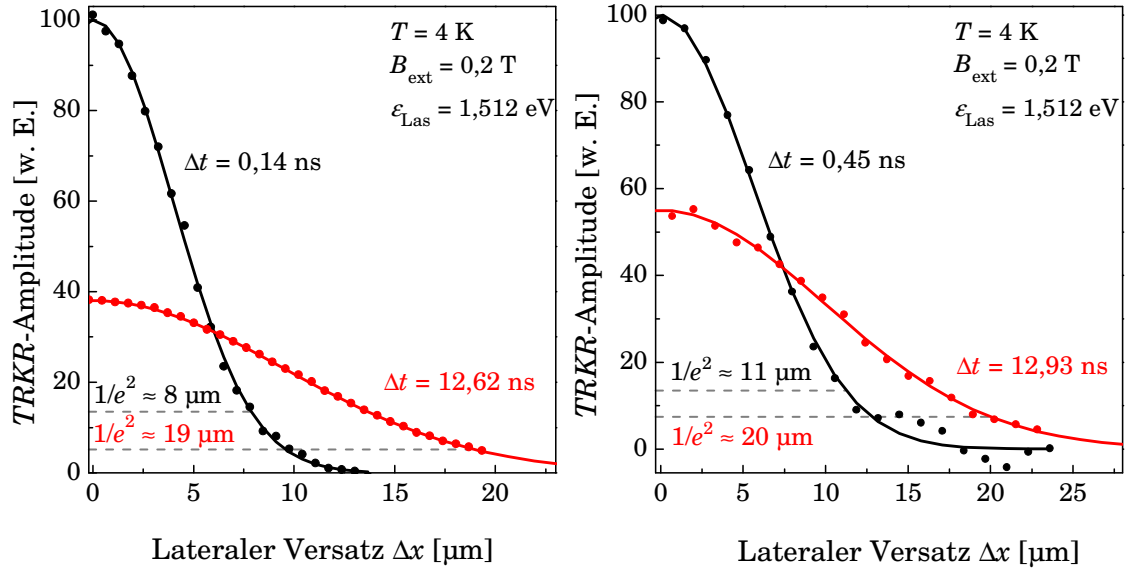


Abbildung 91: Über die Amplitude der Kerr-Rotation gemessene Profile kohärenter Spinpakete bei Tieftemperatur, kurz nach dem zeitlichen Schnittpunkt der beiden Laserstrahlen (Punkte schwarz) und für den maximalen Zeitabstand kurz vor Ankunft des nächsten Pulses (Punkte rot). Die Fokussierung auf der Spintransportstruktur A (links) ist im Vergleich zur Struktur B (rechts) erhöht. Integriert sind jeweils Kurvenanpassungen (Faltung zweier Gauß-Laserstrahlen) als durchgezogene Linien und die $1/e^2$ -Werte (grau gestrichelt). Alle Kurven sind jeweils so normiert, dass die Anfangsamplituden (Punkte schwarz) bei 100 beginnen.

Analog zu der Beschreibung von Gauß-Strahlen in der physikalischen Optik wird hier als Parameter der Ausdehnung der Strahlradius w der Laserstrahlen benutzt, aber nicht bezogen auf die Halbwertsbreite (FWHM) sondern auf den $1/e^2$ -Wert (grau gestrichelt). Bei diesem Wert gilt für die Intensität: $I(w) \cong 13,5 \% \cdot I_0$. Die einzelnen Strahlen besitzen jedoch auch eine der Gauß-Funktion entsprechenden Ausdehnung, so dass insgesamt bei der Rasterung eine Faltung der beiden Strahlen (Pump- und Probe-Laserstrahl) entsteht. Daher gilt dementsprechend für das Gesamtprofil:

$$\begin{aligned}
 G_{\text{ges}}(r) &= G_{\text{Pump}}(r) \otimes G_{\text{Probe}}(r) \text{ mit } G_{\text{Pump}}(r) = G_{\text{Probe}}(r) = \text{const} \cdot \exp\left(-\frac{2 \cdot r^2}{w^2}\right) \Rightarrow \\
 G_{\text{ges}}(r) &= \text{const} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{2 \cdot \tilde{r}^2}{w^2}\right) \cdot \exp\left(-\frac{2 \cdot (r - \tilde{r})^2}{w^2}\right) d\tilde{r} = \text{const} \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{\tilde{w}^2}\right) \Rightarrow \\
 G_{\text{ges}}(r) &= \text{const} \cdot \exp\left(-\frac{2 \cdot r^2}{(\sqrt{2} \cdot w)^2}\right).
 \end{aligned} \tag{6.9}$$

Die gemessenen Datenpunkte der [Abbildung 91](#) werden mit dieser Funktion angepasst (durchgezogene Linien) und zeigen eine gute Übereinstimmung sowohl für beide Zeitpunkte als auch auf beiden Strukturen (unterschiedliche Anfangsprofile).

Eine Diffusionslänge ist entsprechend der Standardliteratur über $L_D = \sqrt{4Dt}$ definiert, wobei die Zeit t der gesamten zur Verfügung stehenden Zeit für den Diffusionsprozess entspricht. Aufgrund der schon vorhandenen Ausdehnung durch das Profil des Pump-Laserstrahls muss

diese Definition angepasst werden, denn zum Zeitpunkt $t = 0$ ist bereits ein festes Profil vorhanden $L_D \neq 0$. Es kann daher nicht einfach diese klassische Definition einer Diffusionslänge benutzt werden, sondern es muss eine Anpassung vorgenommen werden. Es wird daher in Analogie zu der klassischen Definition eine Spinprofilbreite S_{Profil} bezogen auf die Profilmitte bei $\Delta x = 0$ eingeführt, für die gilt: $S_{\text{Profil}} = \sqrt{4D \cdot (\Delta t_1 + t_0)}$. Dabei wurde die Gesamtzeit durch $t = \Delta t + t_0$ ersetzt. Diese Substitution berücksichtigt über den fiktiven Zeitpunkt t_0 diese anfängliche Ausdehnung (in Analogie zu [Kik99]). Über die Lösung des folgenden Gleichungssystems:

$$S_{\text{Profil, gem, 1}} = \sqrt{4D \cdot (\Delta t_1 + t_0)} \quad \text{und} \quad S_{\text{Profil, gem, 2}} = \sqrt{4D \cdot (\Delta t_2 + t_0)}, \quad (6.10)$$

jeweils für die zwei Messergebnisse der linken (Struktur A) und der rechten (Struktur B) Daten aus [Abbildung 91](#) lassen sich die Werte der folgenden [Tabelle 5](#) ermitteln. Die Spinprofilbreiten und die Spindiffusion sind dabei im Gegensatz zu den optischen Gauß-Strahlen bezüglich ihrer Profile so definiert, dass bei diesen Breiten der typische Wert e^{-1} des ursprünglichen Anfangswertes erreicht ist. Aus diesem Grund sind die Spinprofilbreiten im Vergleich zu den Radien basierend auf den Einzelstrahlen um einen Faktor $\sqrt{2}$ verringert (2. Wert Spalte 2 zu Spalte 3). Die Spindiffusion entspricht nach dieser Konvention der Vergrößerung der Spinprofilbreiten (abzüglich des Anfangsprofils) nach den gemessenen Zeiten.

Struktur	Radien: Faltung \tilde{w} ; Einzelstrahlen w	Spinprofilbreiten S_{Profil}	Zeiten: Δt ; t_0 (Anfangsprofil); t (Gesamt)	Spindiffusion S_{Diff}	Spindiffusionskonstanten D_s
A	7,87 μm ; 5,57 μm	3,94 μm	0,14 ns; 2,45 ns (3,83 μm); 2,59 ns	0,11 μm nach 0,14 ns	14,9 cm^2/s
A	18,99 μm ; 13,13 μm	9,49 μm	12,62 ns; 2,45 ns (3,83 μm);	5,56 μm nach 12,48 ns	14,9 cm^2/s
B	11,21 μm ; 7,93 μm	5,61 μm	0,45 ns; 5,31 ns (5,38 μm);	0,22 μm nach 0,45 ns	13,7 cm^2/s
B	19,98 μm ; 14,13 μm	9,98 μm	12,93 ns; 5,31 ns (5,38 μm);	4,38 μm nach 12,48 ns μm	13,7 cm^2/s

Tabelle 5: Messtechnisch ermittelte und theoretische berechnete Werte zur Diffusion kohärenter Spinzustände in GaAs-Spintransportstrukturen (Struktur A und B).

Zusammenfassend können die Ergebnisse aus den Messungen der [Abbildung 91](#) und der [Tabelle 5](#) wie folgt dargestellt werden:

- Die Abmessungen der optischen Laserstrahlen, also der Spottdurchmesser auf dem Halbleiter und das daraus resultierende Profil der polarisierten Spinzustände können mit Hilfe der galvanischen Rastereinheit mit hoher Genauigkeit direkt vermessen werden. Je stärker der Strahl fokussiert wird, desto kleiner wird das Profil der anfänglichen Spinpolarisation auf dem Halbleiter (Struktur A: 3,83 μm , Struktur B: 5,38 μm).

- Ein Vergleich mit dem Ergebnis aus der Gleichung (3.6), mit deren Hilfe der minimale durch optische Beugungseffekte begrenzte Fokuspunkt theoretisch errechnet werden kann, ergibt folgendes Bild: Die gemessenen Werte zeigen einen hohen Grad an Fokussierung und stehen bezüglich der Größenordnung ihrer Spotdurchmesser in guter Übereinstimmung mit der Theorie. Auf der Struktur B wurde absichtlich der Strahl defokussiert, um ein größeres Anfangsprofil zu erreichen. Es ergibt sich ein experimenteller Spotdurchmesser ($1/e^2$ -Werte) von ungefähr: $d_A \approx 10,8 \mu\text{m}$ bzw. $d_B \approx 15,2 \mu\text{m}$.
- Das erste Fick'sche Diffusionsgesetz besagt, dass unter anderem der Fluss der Diffusionspartikel direkt proportional zu dem Gradienten der Konzentration K ist und von hohen Konzentrationen zu niedrigen Konzentrationen stattfindet. Im eindimensionalen Fall gilt dementsprechend: $j(x,t) \propto -\partial K(x,t)/\partial x$. Diese Proportionalitätskonstante (Diffusionskonstante D) sollte in Übereinstimmung mit den Erwartungen basierend auf den Diffusionstheorien unabhängig von der anfänglichen Strahlgröße beziehungsweise des Profils der Spinpolarisation sein, wie in den Messungen soweit auch für die Spindiffusionskonstanten bestätigt wird.
- Das zweite Fick'sche Gesetz beschreibt die zeitliche Entwicklung der Konzentration: $\partial K(x,t)/\partial t = \partial/\partial x (D \partial K(x,t)/\partial x)$ und ergibt, dass die Konzentration durch die Diffusion mit der Zeit abnimmt und damit der Gradient und dadurch auch der Fluss kleiner wird. Das bedeutet, dass zum einen ein anfangs stark fokussiertes Spinpaket sich zunächst im Vergleich zu einem weniger stark lokalisierten Spinpaket schneller ausbreitet (Struktur A: $5,56 \mu\text{m}$, Struktur B: $4,38 \mu\text{m}$ nach jeweils $12,48 \text{ ns}$). Zum anderen gilt aber auch, dass diese Ausdehnungsgeschwindigkeit mit der Zeit und fortschreitender Ausdehnung deutlich kleiner wird. So ist für größere Beobachtungszeiträume die zu erwartende laterale Ausdehnung immer schwächer von dem ursprünglichen Anfangsprofil abhängig (Struktur A: $9,49 \mu\text{m}$, Struktur B: $9,98 \mu\text{m}$ nach ungefähr 13 ns).

Die Diffusion kohärenter Spinzustände stellt einen wichtigen Faktor bei der Messung der Spindephasierung dar, denn die Spinpolarisation verlässt den Bereich der Erzeugung in Richtung der unpolarisierten Umgebung wie in der [Abbildung 92](#) schematisch wiedergegeben ist.

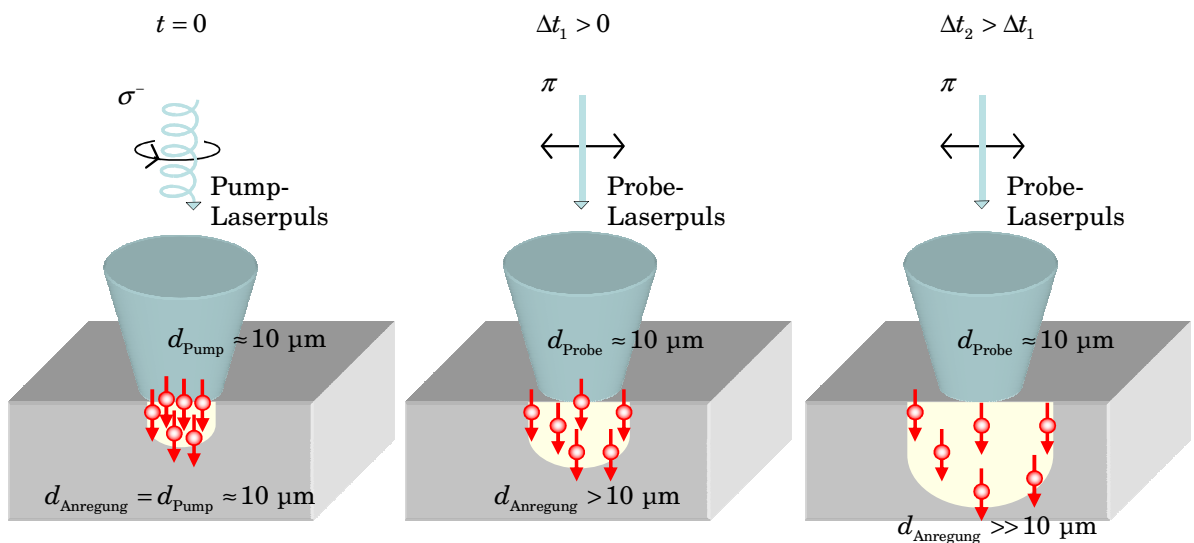


Abbildung 92: Prinzipielle Darstellung des extrinsischen Effekts zur Reduzierung der Spindephasierungszeit aufgrund der Diffusion kohärenter Spinzustände außerhalb des Messgebiets.

Das bedeutet, dass die experimentell bestimmte Amplitude kleiner wird, obwohl die Anzahl an polarisierten Elektronenspins nicht zwingend abnehmen muss. Damit handelt es sich bei diesem Prozess nicht um einen intrinsischen Spinrelaxationsmechanismus, sondern um einen extrinsischen messtechnischen Effekt, der zum Beispiel dadurch gemindert werden kann, dass der Probe-Laserstrahl im Vergleich zum Pump-Laserstrahl vergrößert wird, so dass sich die diffundierenden Spins zum Zeitpunkt der Messung immer noch im Bereich des probenden Laserstrahls befinden (siehe Kapitel 3.3.3). Wie zum Beispiel in der [Abbildung 91](#) zu sehen, führt die Diffusion der Spinzustände bei diesen Randbedingungen ungefähr zu einer Verdopplung des Profils der Spinpolarisation innerhalb einer Laserrepetitionszeit. Das gleich bleibende Probe-Laserstrahlprofil misst daher ungefähr eine um den Faktor zwei reduzierte Amplitude aufgrund der geringeren Dichte an polarisierten Spins. Diese Verringerung wird nun fälschlicherweise als eine Reduktion der Spindephasierungszeit um circa einen Faktor von zwei interpretiert werden.

6.4.2 Feldgetriebener lateraler Transport kohärenter Spinpakete

In Addition zu der Diffusion der kohärenten Elektronenzustände wird im Folgenden zudem ein externes elektrisches Feld in x -Richtung parallel zu der Verfahrstrecke zwischen Pump- und Probe-Laserstrahl, dem langen Kanal der Transportstrecke und zu dem externen Magnetfeld angelegt, um den lateralen getriebenen Spintransport zu untersuchen.

Auf der rechten und linken Seite der [Abbildung 93](#) sind die kompletten Profile (gemessen: Punkte, Kurvenanpassung: Linien) für verschiedene Richtungen und Größen des elektrischen Feldes und auf unterschiedlichen Spintransportstrukturen (links A und rechts B) wiedergegeben. Im Ergebnis kann zusammen gefasst werden, dass die Bewegung wie erwartet symmetrisch in beide Richtungen in Abhängigkeit von der Richtung des angelegten Felds beobachtet werden kann. Zudem ergibt sich, dass die Bewegung der Maxima der Spinpolarisation, also die mittlere Geschwindigkeit des Spinpakets, linear mit der Feldstärke zunimmt. Mit denen im Vergleich zur Mikroelektronik sehr niedrigen Feldstärken lassen sich in diesem Material zum Beispiel im Vergleich zu Silizium sehr hohe Driftgeschwindigkeiten erreichen und dementsprechend in kurzer Zeit weite Distanzen zurücklegen. Dies liegt an den fast um eine Größenordnung höheren Beweglichkeiten der Ladungsträger. Als Beispiel können in ungefähr $\Delta t = 10$ ns mit einer Feldstärke von $E = \pm 10$ V/cm (idealer ohmscher Kontakt angenommen) Strecken von $L_{\text{Drift}} \approx \pm 10$ μm zurückgelegt werden und dies für den Großteil des Spinpakets. Daraus lässt sich eine Spinbeweglichkeit μ_s errechnen, die der Theorie entsprechend nun für den Fall eines reinen Spinpakets identisch mit der reinen Elektronenbeweglichkeit ist (siehe Kapitel 6.3 und Gleichung (6.7)). Es ergibt sich ein Wert der Spinbeweglichkeit von $\mu_s \approx 7 \cdot 10^3$ cm^2/Vs , der in gutem Einklang mit den Elektronenbeweglichkeiten basierend auf Tieftemperatur-Transportmessungen (z. B. [\[Mad03\]](#)) steht. Somit erreichen diese Spinpakete im Gegensatz zur reinen Ladungsträgerpaketen hohe Driftgeschwindigkeiten von zum Beispiel $v_{\text{Drift}} = 10^5$ $\text{cm/s} = 1$ km/s bei einer elektrischen Feldstärke von $E \approx \pm 14,5$ V/cm .

Der Einsatz auf der linken Seite der [Abbildung 93](#) zeigt einen trivialen Zusammenhang zwischen der zurückgelegten Transportstrecke, der Transportgeschwindigkeit und der zur Verfügung stehenden Zeit: $L_{\text{Drift}} = v_{\text{Drift}} \cdot \Delta t$. So ist natürlich neben dem elektrischen Feld, was über $v_{\text{Drift}} \propto E$ in einer Driftgeschwindigkeit der polarisierten Elektronen resultiert, vor allem auch die Zeit der entscheidende Faktor ist, um die kohärenten Spinzustände über größere Strecken transportieren zu können. Es kann dem Einsatz entnommen werden, dass bei einer Zeit von

$\Delta t = 0,45$ ns zwischen Erzeugung und Messung der Spinpolarisation und einem angelegten elektrischen Feld von $E = \pm 24$ V/cm das Maximum der Spinpolarisation nur circa $L_{\text{Drift}} \leq \pm 1$ μm bewegt werden kann. Wird der gleichen Spinpolarisation dagegen ein längerer Zeitraum von $\Delta t = 13$ ns eingeräumt, so lässt sich das Maximum beachtliche $L_{\text{Drift}} \geq \pm 30$ μm transportieren. Diese Werte liegen in guter Übereinstimmung mit der Literatur [Kik99]. An dieser Stelle ist auch gut zu erkennen, dass das elektrische Feld zu einer Verstärkung der Spindephasierung führt. Besonders, wenn die Feldstärke einen Wert von $E \geq \pm 10$ V/cm überschreitet, denn dann reicht die kinetische Energie der beschleunigten Elektronen aus, die Donator gebundenen Elektronen zu ionisieren. Dieser Effekt wirkt sich besonders stark auf die Spindephasierungszeit aus [Fur06].

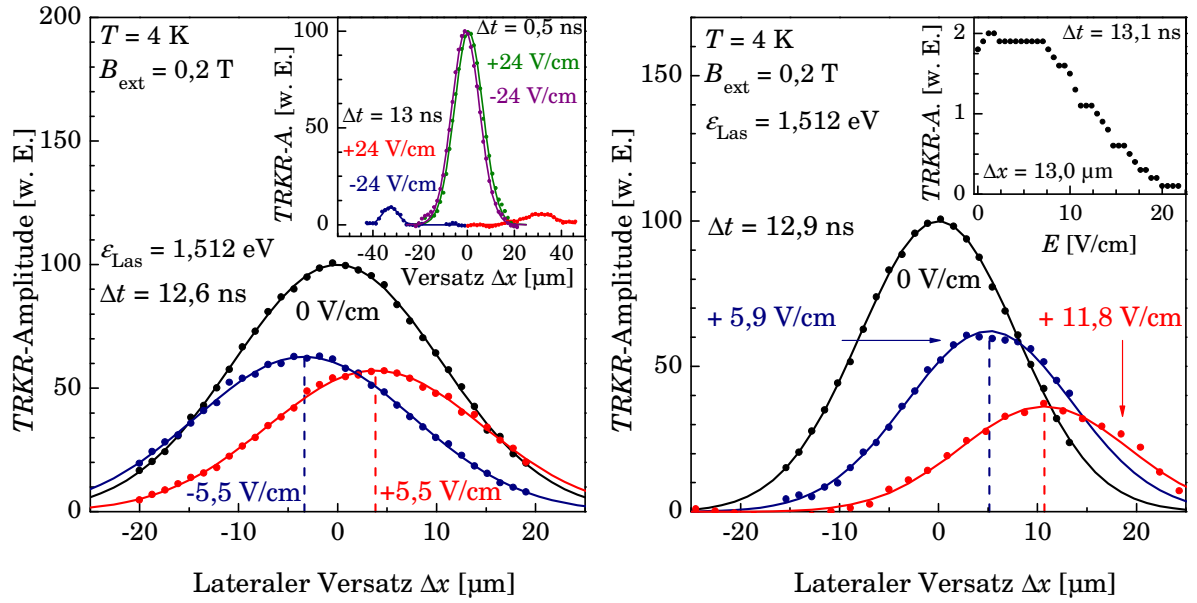


Abbildung 93: Über die Amplitude der Kerr-Rotation gemessene Profile (Punkte) kohärenter Spinpakete bei Tieftemperatur für verschiedene Feldstärken auf der Spintransportstruktur A (links) und B (rechts und Einsatz links). Dazu sind Kurvenanpassungen mittels gefalteter Gauß-Funktionen (durchgezogene Linien) und Maxima der Spinpolarisationen (gestrichelte Linien) dargestellt. Im rechten Einsatz ist die Amplitude der Kerr-Rotation in Abhängigkeit der angelegten elektrischen Feldstärken bei festem Versatz wiedergegeben. Alle Kurven, die eine Abhängigkeit gegenüber dem lateralen Versatz wiedergegeben, sind jeweils so normiert, dass die Anfangsamplituden (Punkte schwarz) bei 100 beginnen.

Mit der nun aus direkten Messungen ermittelten Beweglichkeit der kohärenten Spinzustände kann ein Vergleich der gemessenen Diffusion (siehe Abbildung 91 und Tabelle 5) mit der zu erwartenden Diffusion basierend auf einer reinen Elektronendiffusion (Spinpakete) und einer durch Löcher dominierten Diffusion (Ladungsträgerpakete) durchgeführt werden. Entsprechend der Einstein-Beziehung aus Gleichung (6.8), den gemessenen Werten aus Tabelle 5 und einem Wert für die Löcherbeweglichkeit von $\mu_{\text{h}^+} \approx 0,5 \cdot 10^3$ cm^2/Vs (z. B. [Mad03]) gilt für die theoretischen Diffusionskonstanten von Elektronen $D_{\text{th,e}^-}$, Löchern $D_{\text{th,h}^+}$ und den gemessenen spinbasierenden Konstanten $D_{\text{S,gem}}$:

$$D_{\text{th,l}^+} = \frac{\mu_{\text{l}^+} k_{\text{B}} T}{e} \approx 0,1 \frac{\text{cm}^2}{\text{s}} \ll D_{\text{th,e}^-} = \frac{\mu_{\text{e}^-} k_{\text{B}} T}{e} \approx 1,8 \frac{\text{cm}^2}{\text{s}} \ll D_{\text{S,gem}} \approx 14,3 \frac{\text{cm}^2}{\text{s}} \text{ mit} \quad (6.11)$$

$$L_{\text{D,th}} = \sqrt{4D_{\text{th}}\Delta t} \wedge \Delta t = 16 \text{ ns} \Rightarrow L_{\text{D,th,l}^+} \approx 0,8 \text{ } \mu\text{m} \ll L_{\text{D,th,e}^-} \approx 3 \text{ } \mu\text{m} \ll L_{\text{D,gem}} \approx 10 \text{ } \mu\text{m}.$$

Die Werte L_{D} (Spindiffusionslängen) beziehen sich dabei auf die Diffusion aus einem großen Reservoir mit polarisierten Spins an einer fixen Position (z. B. einer festen Grenzfläche) in ein Gebiet, in dem ursprünglich keine Spinpolarisation vorherrscht, entsprechend der klassischen Definition von Diffusion und Diffusionslängen. Diese Werte sind daher unabhängig und dementsprechend auch unterschiedlich zu den Werten der Spindiffusion mit Anfangsprofilen entsprechend der [Tabelle 5](#). Sie dienen ausschließlich dem profilunabhängigen Vergleich der verschiedenen Spindiffusionskonstanten. Insgesamt zeigt sich, dass die theoretisch erwarteten Diffusionslängen, sowohl der Löcher als auch die der Elektronen, im Vergleich zu den Gemessenen signifikant kleiner sind. Auch die größere theoretische Diffusionskonstante der Elektronen $D_{\text{th,e}^-}$ ist um fast eine Größenordnung niedriger, als die durch experimentelle Messungen ermittelte Konstante $D_{\text{S,gem}}$. Die Diffusionskonstante und -länge reiner Ladungsträgerpakete sind entsprechend dem Kapitel 6.3 und den Gleichungen (6.6) und (6.11) durch die Parameter der Löcher im Valenzband bestimmt und dementsprechend deutlich kleiner als die Diffusionskonstante und -länge für die Elektronen im Leitungsband.

Nach den theoretischen Betrachtungen aus Kapitel 6.3 sollte die Diffusionskonstante der Spinpakete mit den Parametern reiner Elektronen im Leitungsband übereinstimmen (Gleichung (6.7)). Nachdem in die Gleichung (6.11) neben der Beweglichkeit der Partikel, die für Elektronen- und Spinpakete identisch sein sollten, nur noch Konstanten einfließen, bleibt als einzige Möglichkeit, dass die Einstein-Beziehung für diese Randbedingungen keine Gültigkeit besitzt und daher der deutliche Widerspruch zwischen dem Experiment und der Theorie resultiert. Tatsächlich zeigt die Gleichung (6.8), dass in einem Halbleiter die Einstein-Beziehung ein Grenzfall für kleine Elektronendichten im Leitungsband darstellt. Für Tieftemperatur beziehungsweise Raumtemperatur gilt ungefähr [Fla00]: $n_{T=2 \text{ K}} \approx 1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ und entsprechend $n_{T=300 \text{ K}} \approx 1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Allerdings behält dieser Grenzfall bei tiefen Temperaturen schon im Falle moderat n -dotierter Halbleiter ($n_{\text{D}} \approx 1 - 50 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) unter einer typischen optischen Anregung von $n_{\text{opt}} \approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ aufgrund des erzeugten entarteten Elektronensees im Leitungsband keine Gültigkeit mehr und es gilt abhängig von der Elektronendichte entsprechend der Gleichung (6.8):

$$\frac{eD_{\text{s}}}{\mu_{\text{S}} k_{\text{B}} T} > \frac{eD_{\text{Einstein}}}{\mu_{\text{S}} k_{\text{B}} T} \text{ mit } D_{\text{s}} = D_{\text{e}^-} \text{ und } \mu_{\text{S}} = \mu_{\text{e}^-}. \quad (6.12)$$

Bei den hier benutzten typischen Elektronendichten von $n = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ergibt sich in guter Übereinstimmung mit dem Experiment ein theoretischer Wert ([Fla00], [Dam01], [Dam02]) von:

$$\frac{eD_{\text{s}}(n = 10^{16} \text{ cm}^{-3})}{\mu_{\text{S}} k_{\text{B}} T} \approx 10^1 \cdot \frac{eD_{\text{Einstein}}}{\mu_{\text{S}} k_{\text{B}} T} \text{ mit } D_{\text{Einstein}} \neq f(n). \quad (6.13)$$

Diese Erhöhung und die Abhängigkeit von der Elektronendichte resultieren aus der Tatsache, dass ein entarteter Elektronensee im Leitungsband einen viel größeren Einfluss auf die Diffusionsprozesse der Spinpakete besitzt, da diese Prozesse einen Einzelbandeffekt (Leitungsband) darstellen, im Gegensatz zu den Diffusionsprozessen der Ladungsträgerpakete, die einem Mehrfachbandeffekt (Leitungsband und Valenzband) entsprechen (siehe Kapitel 6.3).

Insgesamt sind also zwei Prozesse an der gegenüber Ladungsträgerpaketen stark verstärkten Diffusion kohärenter Spinzustände in n -dotierten GaAs beteiligt. Zum einen sind dies die

entsprechend der Gleichungen (6.6) und (6.7) geänderten Konstanten, da die reinen Elektronenbeweglichkeiten statt der Löcherbeweglichkeiten für Spinzustände Gültigkeit besitzen. Zum anderen ist es die deutlich stärkere Abweichung der realen Diffusionskonstanten von der im Grenzfall niedriger Elektronendichten gültigen Einstein-Beziehung [Fla00].

Der Einsatz oben rechts in der [Abbildung 93](#) stellt die gemessenen Amplituden bei einem festen Zeit- ($\Delta t = 13,1 \text{ ns}$) und Ortsversatz ($\Delta x = 13 \text{ }\mu\text{m}$) dar. Somit wird an einer fixen Position die Amplitude der Spinpolarisation für verschiedene Feldstärken studiert. Es gibt Anzeichen, dass eine geringe elektrische Feldstärke ($E < 2 \text{ V/cm}$) anfangs zu einer leichten Erhöhung der Spinpolarisation an der festen Position von $\Delta x = 13 \text{ }\mu\text{m}$ führt, bevor sich eine Art „Plateau“ für stärkere Feldstärken ($2 \text{ V/cm} < E < 7 \text{ V/cm}$) bildet. Ab ungefähr $E > 7 \text{ V/cm}$ resultiert eine weitere Erhöhung der Feldstärke jedoch zu einer deutlichen Reduktion des Signals der polarisierten Elektronenspins. Dies lässt sich theoretisch dadurch erklären, dass anfangs eine geringe Feldstärke die kohärenten Spins in die Richtung des lateralen Versatzes von $\Delta x = 13 \text{ }\mu\text{m}$ transportiert, so dass dort in Bezug auf die Anzahl mehr polarisierte Spins vorliegen. Bei einer weiteren Erhöhung kommt es schließlich zu keinem weiteren Anstieg, da zwar die Anzahl der Spins immer noch steigt, jedoch auch die Spindephasierung aufgrund der erhöhten elektrischen Feldstärke zunimmt und es bildet sich das beobachtete „Plateau“. Eine weitere Erhöhung führt zu einer starken Reduzierung der Spinrelaxationszeit und zudem werden die polarisierten Spins weiter als die feste Position des Probe-Laserstrahls transportiert, so dass diese beiden Effekte zu einer deutlichen Verringerung der Amplitude spinpolarisierter Elektronen sorgen.

An dieser Stelle soll zum Abschluss des Abschnittes noch darauf hingewiesen werden, dass die sowieso aufgrund der Diffusion nach circa $\Delta t = 13 \text{ ns}$ verbreiterten Spinprofile durch das zusätzliche elektrische Feld nochmals leicht verbreitert werden. Zum Beispiel besitzt das komplette Profil ([Abbildung 93](#) rechts) bei $E = 0 \text{ V/cm}$ eine Breite von $31,6 \text{ }\mu\text{m}$ ($1/e^2$ -Wert inklusive Faltung), wohingegen bei $E = 5,9 \text{ V/cm}$ beziehungsweise bei $E = 11,8 \text{ V/cm}$ eine geringe Verbreiterung auf $33,3 \text{ }\mu\text{m}$ beziehungsweise $34,2 \text{ }\mu\text{m}$ stattfindet. Dieses Verhalten könnte auf der Tatsache beruhen, dass mit der elektrischen Feldstärke auch die Geschwindigkeits-Verteilung der spinpolarisierten Elektronen zunimmt, was in einer höheren Diffusion und damit direkt in einer Verbreiterung des lateralen Profils resultieren könnte.

6.4.3 Zeitaufgelöster makroskopischer Transport von kohärenten Spin-zuständen

Nachdem im vorherigen Kapitel explizit die Parameter der Diffusion und des Transports von kohärenten Spinzuständen von Interesse waren, behandelt dieser Abschnitt die Kombination von dynamischen zeitaufgelösten Prozessen der Elektronenspindynamik in externen Magnetfeldern mit der Diffusion und dem makroskopischen Transport von Elektronenspinzuständen. Aufgrund der Vermischung verschiedener Effekte ist an dieser Stelle oftmals eine Trennung schwierig. So kann zum Beispiel eine Reduzierung der Amplitude der zeitaufgelösten Kerr-Rotation sowohl dem Prozess der Diffusion der Spins aus dem Messgebiet als auch dem Prozess des feldgetriebenen Transports aus der Messregion heraus zugeordnet werden. Dazu können auch die „normalen“ Prozesse der Spindephasierung oder eine aufgrund des elektrischen Felds verstärkte Relaxation der Spinzustände die gleichen Effekte bewirken. Daher soll an dieser Stelle eher eine Beschreibung und nicht eine Separation der beobachteten Effekte im Vordergrund stehen.

In [Abbildung 94](#) ist auf der linken Seite ohne Versatz zwischen dem Pump- und Probe-Laserstrahl ($\Delta x = 0$) die Elektronenspindynamik bei extern angelegten elektrischen Felder zwischen $E = 0 - 35$ V/cm und auf der rechten Seite bei zwei vom Betrag identische aber in unterschiedliche Richtungen angelegte Felder von $E = \pm 24$ V/cm dargestellt. Es fällt sofort auf, dass eine deutliche durch das elektrische Feld steuerbare zu messende Reduzierung der Spinpolarisation stattfindet. Diese ist in erster Linie der verstärkten Spinrelaxation bei höheren Feldern (Ionisation von Donatorzuständen [\[Fur06\]](#)) und der Tatsache, dass die Elektronen von dem Ort der Erzeugung fortgezogen werden, zuzuordnen. Während die Unterschiede innerhalb $\Delta t < 1$ ns nur sehr gering ausfallen, sind die Unterschiede zwischen $11 \text{ ns} < \Delta t < 13 \text{ ns}$, also vor Ankunft des nächsten Pulses sehr deutlich ausgeprägt. Wie der rechten Seite der [Abbildung 94](#) zu entnehmen ist, ist dieser Effekt wie erwartet symmetrisch und nur von dem Betrag des elektrischen Feldes und nicht von dessen Richtung abhängig, da die beiden gemessenen Kurven annähernd identisch sind. Im Ergebnis kann also die Spinpolarisation an einem festen Ort mittels eines externen elektrischen Feldes modifiziert werden. An dieser Stelle sollte der Hinweis nicht fehlen, dass für diese Messungen die komplette Länge der Verzögerungsstrecke benötigt wurde, wobei der Fokus auf dem Verhalten vor dem zeitlichen Nullpunkt lag. Daher wurde die optische Justage auch auf dieses Zeitfenster optimiert ($-2,0 \text{ ns} < \Delta t < -0,5 \text{ ns}$). Entsprechend der in [Abbildung 32](#) beschriebenen Messartefakte können unter diesen Rahmenbedingungen außerhalb des Zeitfensters (ungefähr $\Delta t > 0$) extrinsische Spindephasierungseffekte auftreten, die in einer Fehlinterpretation der Spindephasierungszeiten enden können. Aus diesem Grund ist die Tatsache, dass die Amplitude nach dem zeitlichen Nullpunkt teilweise kleiner ist, als die Amplituden vor dem zeitlichen Nullpunkt diesem messtechnischen Artefakt zuzuordnen und besitzt keinen physikalischen Ursprung. Dennoch ist die Vergleichbarkeit zwischen den Messungen bei gleicher optischer Einstellung gegeben. Dieses Artefakt betrifft zudem in erster Linie nur die Amplituden außerhalb des optimierten Zeitfensters und außerdem ist es wichtig zu erwähnen, dass im kompletten Zeitbereich kein Einfluss auf die Werte der Larmorfrequenzen (z. B. Nulldurchgänge, Maxima etc.) existiert.

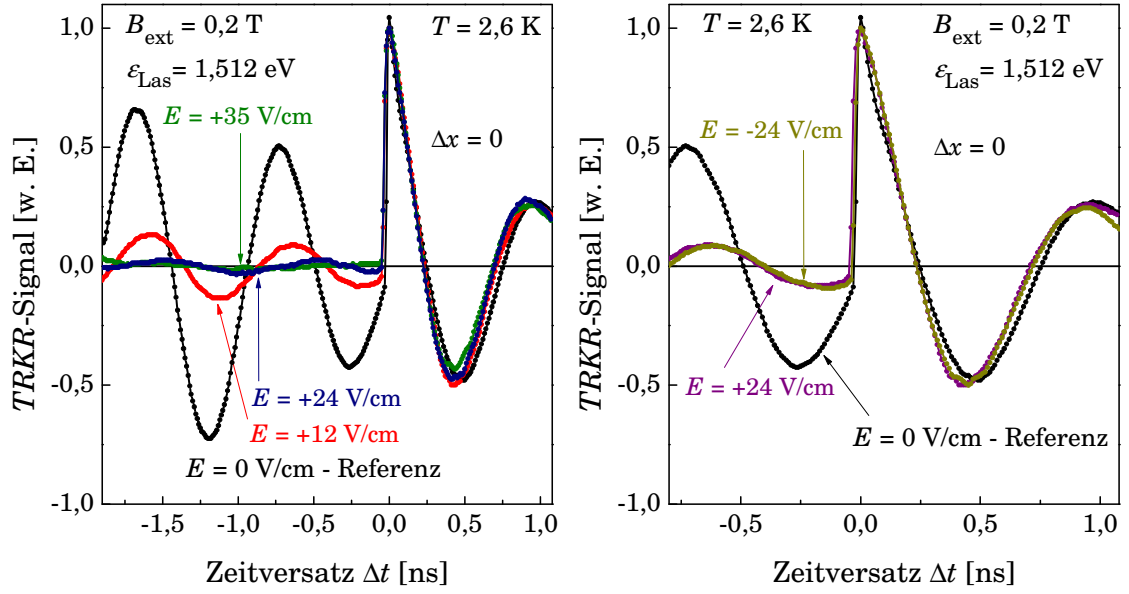


Abbildung 94: Zeitaufgelöste Kerr-Rotationsmessungen bei Tieftemperatur ohne räumlichen Versatz zwischen Pump- und Probe-Laserstrahl bei verschiedenen Größen (links) und Richtungen (rechts) des extern angelegten elektrischen Feldes auf der Spintransportstruktur B.

Der signifikante Versatz zwischen den Kurven, der sowohl nach dem Nullpunkt schon erkannt werden kann, sich aber spätestens vor dem Nullpunkt sehr markant gestaltet und ebenfalls nur von dem Betrag und nicht der Richtung des elektrischen Feldes abhängt, ist eine Auswirkung der Spin-Bahn-Kopplung. Als Konsequenz der Relativität sind bekanntlich der Spinzustand und der Impulszustand des Elektrons gekoppelt (siehe Kapitel 2.1.2.1) und ein bewegtes Elektron nimmt ein elektrisches Feld als ein internes Magnetfeld $B_{\text{eff,int}}$ wahr. Dieses effektive Magnetfeld resultiert in einer energetischen Aufspaltung der Spinzustände. Das zusätzliche Magnetfeld führt zu den unterschiedlichen Larmorfrequenzen in Abhängigkeit von dem angelegten elektrischen Feld. Aus dem Versatz der Kurven vor dem Nullpunkt können folgende Werte extrahiert werden:

$$\begin{aligned}
 B_{\text{ges},0}(E=0) &= 170,4 \text{ mT} \text{ bzw. } B_{\text{ges},1}\left(E=12 \frac{\text{V}}{\text{m}}\right) = 181,3 \text{ mT} \text{ und} \\
 B_{\text{ges},0}\left(E=24 \frac{\text{V}}{\text{m}}\right) &= 191,1 \text{ mT} \Rightarrow \Delta B_{1-0} = 10,9 \text{ mT} \text{ bzw. } \Delta B_{2-0} = 20,7 \text{ mT} \text{ und} \\
 \Delta B_{2-1} &= 9,8 \text{ mT} \Rightarrow \Delta \bar{B}(E) \approx 0,9 \frac{\text{m} \cdot \text{T}}{\text{V}}.
 \end{aligned} \tag{6.14}$$

In BIA-Kristallen, wie GaAs (siehe Kapitel 2.1.2.1), existiert zwar ein aufgrund der intrinsische Inversionsasymmetrie (Inversionszentrum fehlt, siehe Abbildung 2) ein von dem Elektronenwellenvektor \mathbf{k} abhängiges internes Magnetfeld und damit eine Energie-Aufspaltung der Spinzustände, jedoch ist diese Aufspaltung sehr gering. Dieser Effekt wird auch Dresselhaus Spin-Bahn-Kopplung ([Dre55]) und kann nicht solche hohen Werte annehmen, wie aus der Gleichung (6.14) extrahiert wurde. Typische Werte für die Spinaufspaltung Δ_0 in GaAs betragen: $\Delta_0 \approx 0-0,05 \text{ } \mu\text{eV}$ für elektrische Feldstärken von $E = 0-80 \text{ V/m}$ [Kat04]. Es wurde jedoch beobachtet, dass speziell in verspannten Systemen (z. B. [Kat04], [Kat04b], [Gho06]) diese Werte stark erhöht werden können, zum Beispiel über eine Größenordnung [Kat04]. Diese Verspan-

nungen können zum Beispiel in Hybridstrukturen aufgrund der unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten der beteiligten Materialien (Metall, Halbleiter etc.) entstehen (siehe Kapitel 5.4.1). Bei den hier benutzten Transportstrukturen ist aufgrund des dünnen Halbleiterkanal in Verbindung mit den Goldkontaktierungen sicherlich ein hoher Grad an Verspannung bei Tieftemperatur zu erwarten. In solchen Strukturen kommt zu der intrinsischen Inversionsasymmetrie noch zusätzlich eine strukturbedingte Inversionsasymmetrie (SIA, siehe Kapitel 2.1.2.1). Daher tritt dort eine weitere Spin-Bahn-Kopplung auf, die Rashba Spin-Bahn-Kopplung genannt wird [Byc84]. Über den dazugehörigen Rashba-Hamilton-Operator (z. B. [Byc84], [Aws02]), lässt sich folgende Abhängigkeit für das interne Magnetfeld ableiten: $\mathbf{B}_{\text{int,eff}} \sim (\mathbf{k} \times \mathbf{n})$, wobei \mathbf{n} den Einheitsvektor der Quantisierung entspricht, also zum Beispiel der Wachstumsrichtung (Quantisierungsachse) bei Quantenfilmen, der Richtung der Verspannung / Deformation bei deformierten beziehungsweise verspannten Volumenkristallsystemen oder vorgegeben durch verschiedene Dotierungsprofile in Heterostrukturen (z. B. [Kat04], [Zut04], [Mei07b]).

Liegt das elektrische Feld senkrecht zur Richtung des externen Magnetfeldes $E \perp B_{\text{ext}}$, so kann sich je nach Richtung des elektrischen Feldes das interne Magnetfeld zu dem externen Magnetfeld addieren: $B_{\text{ges}} = B_{\text{ext}} \pm B_{\text{eff,int}}$. Ist allerdings das elektrische Feld parallel zu dem externen Magnetfeld ausgerichtet $E \parallel B_{\text{ext}}$ (entsprechend der hier vorliegenden Situation), so kann ein internes Magnetfeld entstehen, das wiederum senkrecht auf dem externen Magnetfeld steht, $B_{\text{eff,int}} \perp B_{\text{ext}}$. Somit ergibt sich das Gesamtmagnetfeld zu: $B_{\text{ges}} = \sqrt{B_{\text{ext}}^2 + B_{\text{eff,int}}^2}$. Damit ist das magnetische Gesamtfeld also unabhängig von der Richtung des elektrischen Feldes in Einklang mit den Messungen (rechts) aus Abbildung 94 und nur abhängig von der Stärke des elektrischen Feldes (links). Aus den extrahierten Werten der Gleichung (6.14) ergeben sich damit für die internen Magnetfelder:

$$\begin{aligned} B_{\text{int,eff,1}} \left(E = 12 \frac{\text{V}}{\text{m}} \right) &\approx 61,9 \text{ mT} \text{ und } B_{\text{int,eff,2}} \left(E = 24 \frac{\text{V}}{\text{m}} \right) \approx 86,5 \text{ mT} \rightarrow \\ B_{\text{int,eff,1}}(E) &\approx 5,1 \cdot 10^{-3} \frac{\text{m} \cdot \text{T}}{\text{V}} \text{ und } B_{\text{int,eff,2}}(E) \approx 3,6 \cdot 10^{-3} \frac{\text{m} \cdot \text{T}}{\text{V}} . \end{aligned} \quad (6.15)$$

In diesem Größenbereich der elektrischen Feldstärken und dementsprechenden Driftgeschwindigkeiten der Elektronenspins, sollte es noch nicht zu einer Sättigung der Driftgeschwindigkeiten kommen und daher sollten die beiden Konstanten $B_{\text{int,eff},i}(E)$ bezüglich der Abhängigkeit zum elektrischen Feld gleich sein. Insgesamt ist die Anzahl an Messungen an dieser Stelle jedoch nicht ausreichend, um eine quantitative Auswertung machen zu können. Ein Grund für diese Abweichung könnte darin begründet liegen, dass verschiedene Elektronenspin-Driftgeschwindigkeiten zur Auswertung benutzt werden. Da die Messungen an einer fixen Position von $\Delta x = 0$ stattfinden, sollten zum Beispiel bei der Messung mit $E = 24 \text{ V/cm}$ die Spins bei der gemessenen Elektronenspinbeweglichkeit von $\mu_s \approx 7 \cdot 10^3 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ eine mittlere Driftgeschwindigkeit von $v_{\text{Drift}} \approx 1,7 \text{ km/s}$ besitzen. Dies wiederum würde allerdings bedeuten, dass im Mittel die Spins für die Messungen vor dem Nullpunkt bei $\Delta t \approx 12 \text{ ns}$ ungefähr bereits eine Strecke über $\Delta x_{\text{Drift}} \approx 20 \text{ }\mu\text{m}$ zurückgelegt hätten. Diese Spins wären dementsprechend aus dem Profil des Probe-Laserstrahls gezogen worden und wären nicht mehr messbar. Im Gegenzug bedeutet dies, dass die Spins, die in dieser Messung zur Kerr-Rotation beitragen, weder diese Strecke zurückgelegt noch die dazu benötigte Driftgeschwindigkeit besaßen. Offensichtlich werden an dieser Position also Elektronenspins vermessen, die sich in Bezug auf das Driftgeschwindigkeitsprofil deutlich unterhalb der mittleren bzw. häufigsten Driftgeschwindigkeit befinden. Somit wird für diese Spins speziell im Falle der höheren Feldstärken das elektrische

Feld zu hoch angesetzt und damit fällt auch das interne Magnetfeld, das aus den Messungen extrahiert wird, zu klein aus.

Als Resultat ermöglicht das erzeugte interne effektive Magnetfeld eine Manipulation und Kontrolle von kohärenten Spinzuständen. Zum Beispiel sind an dieser Stelle die Präzession von Elektronenspins ohne externes Magnetfeld [Kat04], die Erzeugung von Spinpolarisationen nur mittels Strom (*“current-induced spin polarization”*) [Kat04b] oder die Trennung verschiedener Spinzustände mittels des lang ersehnten Spin-Hall-Effekts (z. B. in GaAs [Kat04c], [Kat04d], in Metallen [Hir99], in 2DEGs [Sih05] oder zeitaufgelöst [Ste08]) zu nennen.

In der Abbildung 95 ist die zeitliche Evolution des Transports kohärenter Elektronenspinzustände zu sehen, indem ein geeigneter Versatz zwischen dem Pump- und dem Probe-Laserstrahl und ein dazu passendes elektrisches Feld gewählt wurden. Sowohl auf der linken als auch auf der rechten Seite der Abbildung 95 stellen die zeitaufgelösten Messungen (blau) die folgende Situation dar, bei der jeweils das elektrische Feld und der Versatz zwischen dem Ort der Generierung und der Messung der Spinpolarisation entgegengesetzt ist. Wie zu erwarten, werden die Elektronen dadurch in die andere Richtung transportiert und an der Position der Messung liegt keine signifikante Spinpolarisation vor. Genau dieses Ergebnis wird durch die Messungen (blau) bestätigt, da nur ein verrauschtes Signal (stark verstärkt) anliegt, ohne Oszillationsverhalten. An der zeitlichen Position $\Delta t = 0$ ist jeweils noch ein geringer Einfluss der Überlappung von Randbereichen der gaußförmigen Laserstrahlprofile zu sehen, die sich durch einen kleinen Sprung bemerkbar macht. Es ist bei diesem Abstand der beiden Strahlen also noch keine absolut vollständige räumliche Trennung gegeben. Diese übriggebliebene Überlappung sorgt für einen Signalanteil von magneto-optischen Effekten innerhalb der zeitaufgelösten Kerr-Rotation, die nicht die Elektronenrelaxation widerspiegeln (kohärentes Artefakt siehe Kapitel 2.3.1.3).

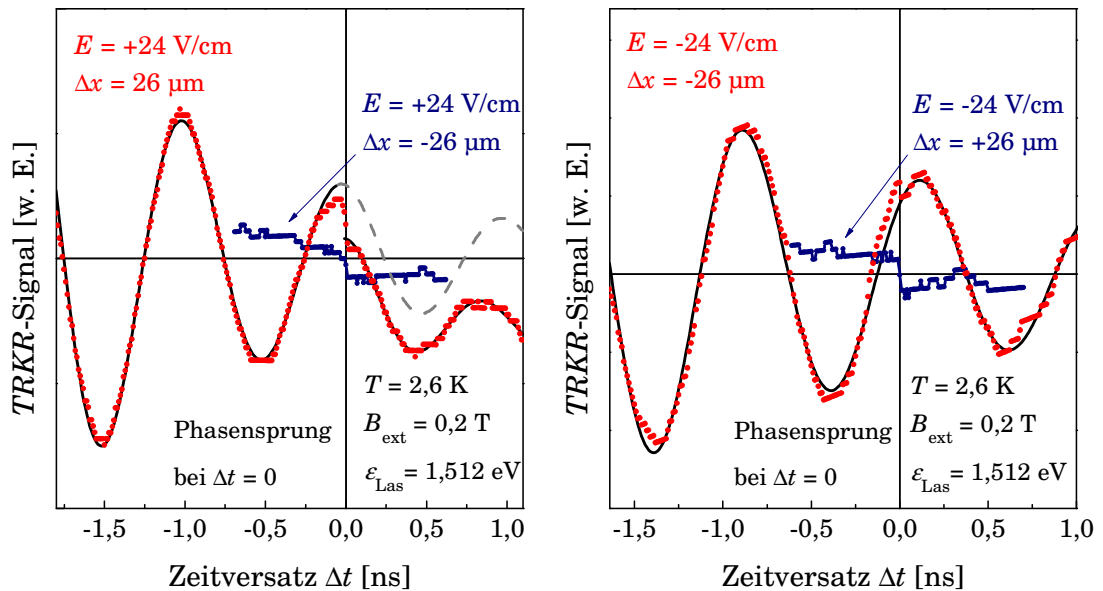


Abbildung 95: Zeitaufgelöste Kerr-Rotationsmessungen bei Tieftemperatur bei festem negativem (links) und positivem (rechts) Versatz zwischen Pump- und Probe-Laserstrahl und entgegengesetzten Richtungen des extern angelegten elektrischen Feldes auf der Spintransportstruktur B. Kurvenanpassung (schwarz) und erwartete Kurvenanpassung (grau).

Die jeweiligen anderen Messungen (rot) zeigen dagegen die zeitliche Entwicklung der Spinpolarisation an einem festen Ort, wobei der Versatz der Laserstrahlen so gewählt wurde, dass die kohärenten Elektronenspins in die gleiche Richtung transportiert werden. Auf der linken Seite der [Abbildung 95](#) ist zu sehen, dass die Präzession der Elektronenspins keine Änderung durch die optische Erzeugung neuer Spins erfährt, bis auf den zuvor diskutierten Sprung an der Position $\Delta t = 0$, der auf der rechten Seite nur sehr schwach ausgeprägt ist. Dies zeigt sich dadurch, dass zum Beispiel auf der linken Seite die Kurvenanpassung (schwarze Linie) eine Amplitudenänderung am zeitlichen Nullpunkt erfährt, jedoch keine Phasenänderung. So wird der ohne Sprung erwartete Verlauf (grau gestrichelt) in der Amplitude nach unten versetzt wieder weitergeführt (schwarze Linie). Der im Vergleich wohl messsituationsbedingte geringere Überlapp der beiden Laserstrahlen auf der rechten Seite führt dazu, dass dort fast keine Störung der Präzession am zeitlichen Nullpunkt stattfindet und daher auch die Kurvenanpassung mit einer stetigen Funktion (schwarze Linie) durchgeführt werden kann.

Im Ergebnis bedeutet dies also, dass die optische Erzeugung neuer Spins fast keine direkte Rolle mehr für die beobachtete Spindynamik spielt. Dies liegt einfach daran begründet, dass an den gemessenen Positionen $\Delta x = \pm 26 \mu\text{m}$ zum Zeitpunkt $\Delta t = 0$, also dem Zeitpunkt der Generation von neuen optisch erzeugten Spinpolarisationen, keine dieser gerade generierten spinpolarisierten Elektronen vorliegen können. Der triviale Grund dafür ist, dass diesen neu erzeugten Spins die Transportzeit ($\Delta t = 0$) zur Überwindung der erforderlichen Transportstrecke von $\Delta x = \pm 26 \mu\text{m}$ fehlt. Allerdings sind die spinpolarisierten Elektronen von dem vorherigen Puls $\Delta t \approx -13,5 \text{ ns}$ in der Lage, diese Strecke zurückzulegen, so dass im Prinzip eine fortlaufende Präzession dieser Spins beobachtet werden kann. Im Detail handelt es sich daher bei der Zeitachse eigentlich nicht um die Zeitpunkte $\Delta t > 0$, die beobachtet werden, sondern um eine fortlaufende Zeit $\Delta t > 13,5 \text{ ns}$.

Als Resultat kann in diesem Kapitel festgehalten werden, dass mittels eines angelegten elektrischen Feldes der Grad einer zuvor erzeugten Spinpolarisation beeinflusst werden kann, in dem zu definierten Positionen Spins gezogen (Erhöhung) oder von diesen Positionen die Spins weg gezogen werden können (Reduzierung). Diese Effekte können dabei zeitaufgelöst beobachtet werden und zeigen unter anderem den Zusammenhang zwischen Driftgeschwindigkeit, Zeit und zurückgelegter Strecke, wobei die Elektronenspins während des Transports kohärent weiter präzedieren. Zudem lässt sich mittels des elektrischen Feldes ein internes Magnetfeld generieren, in dem die Spins eine kohärente Präzession ausführen. Somit kann zum Beispiel die Präzessionsfrequenz in Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke kontrolliert erhöht werden.

7 Modifikation der kohärenten Spindynamik lokalisierter Mn^{2+} -Spins

Eines der Hauptziele dieser Arbeit besteht in der Beeinflussung der kohärenten Spindynamik von Ladungsträgern mittels lokaler Streufelder von mikrostrukturierten Ferromagneten. Diese Modifikation wird in diesem Kapitel auf lokalisierte Mn^{2+} -Spins in einem verdünnt magnetischen Halbleiter-Quantenfilm (Co-ZnCdMnSe-Hybridstrukturen) ausgeweitet. Das Besondere an dem Mn^{2+} -Spinsystem liegt in der strikten Lokalisierung der einzelnen Spins, die interessante Phänomene hervorbringt.

Der Fokus dieses Kapitels liegt auf den folgenden Aspekten:

- Generelle Eigenschaften und Herstellung von verdünnt magnetischen Halbleitern bzw. deren Hybridstrukturen
- Spindephasierung lokalisierter Mn^{2+} -Spins im Vergleich zu delokalisierten Elektronenspins in GaAs
- Kohärente streufeldinduzierte Modifikation der Spindynamik eines Ensembles aus einzelnen strikt lokalisierten Mn^{2+} -Spins

7.1 Verdünnt magnetische Halbleiter und Herstellung der Hybridstruktur

7.1.1 Verdünnt magnetische Halbleiter am Beispiel von (Zn,Cd,Mn)Se

Verdünnt magnetische Halbleiter (*“diluted magnetic semiconductor”* DMS) werden Halbleiter genannt, denen paramagnetische Ionen, also mit ungepaarten Elektronen in der d - oder f -Schale, beigemischt werden (z. B. [Fur88], [Fur88b]). In dem hier vorliegenden Fall kommen Mn^{2+} -Ionen zum Einsatz, die eine mit 5 Elektronen halbgefüllte $3d$ -Schale besitzen. Durch den Einbau der Mangan-Ionen in das Kristallgitter der II-VI-Kristalle kommt es zu einer Kombination der Eigenschaften des ursprünglichen Systems und des Mangans, die eine interessante neue Materialklasse speziell im Hinblick auf die Spintronik darstellt. So lassen sich zum Beispiel mit der Dotierung des Halbleiters die elektrischen Eigenschaften manipulieren, während sich mit der Konzentration und der Ordnung der paramagnetischen Ionen die magnetischen Eigenschaften manipulieren lassen. Die zwei Valenzelektronen des Zinks (Zn) beziehungsweise des Cadmiums (Cd) bilden mit den 6 Valenzelektronen des Selen (Se) eine tetraedrische sp^3 -Hybridisierung, das insgesamt in einer Zinkblende-Kristallgitterstruktur resultiert.

Werden nun Mangan-Ionen eingebaut, so ersetzen diese die Gruppe II-Elemente. Da Mangan auch zwei Valenzelektronen besitzt, führen diese Ersetzungen zu keiner Dotierung, jedoch entstehen die entscheidenden permanenten magnetische Momente aufgrund der halbgefüllten d -Schalen. Durch diese stabile Elektronenkonfiguration lassen sich in einem weiten Konzentra-

tionsbereich stabile Kristallstrukturen herstellen, die im Wesentlichen durch die Struktur des ursprünglichen Kristalls gegeben sind. Die Gitterkonstante ändert sich dabei in guter Näherung linear mit der Konzentration von Mangan. Die Bandstruktur des verdünnt magnetischen Halbleiters ist ohne Magnetfeld derjenigen des II-VI-Kristalls prinzipiell gleich (analog zu GaAs siehe [Abbildung 5](#)), wobei der Mangan-Einbau zu einer Erhöhung der Bandlücke führt. Der Einsatz von quaternären statt ternären Halbleitersystemen, wie hier mit ZnCdMnSe geschehen, ermöglicht, dass sowohl die Bandlücke als auch die Gitterkonstante unabhängig von der Konzentration der Mangan-Ionen angepasst werden kann. Somit können die magnetischen Eigenschaften unterschiedlicher Mangan-Konzentrationen unabhängig von diesen Bandparametern studiert werden (z. B. [\[Hal09\]](#)).

Bei verdünnten magnetischen Halbleitern sind die magnetischen Momente in Form der Mn^{2+} -Ionen zufällig auf einige Kristallgitterplätze verteilt. Somit ist im Gegensatz z. B. von ferromagnetischen Materialien, bei denen jedes Atom im Gitter ein magnetisches Moment aufweist, das Verhalten von verdünnt magnetischen Halbleitern stark abhängig von Parametern wie der Kristallstruktur, der Konzentration und der Verteilung des Mangans etc. Es können daher je nach Einstellung der Parameter in einem System unterschiedliche magnetische Verhalten, wie ferromagnetisch, paramagnetisch und antiferromagnetisch realisiert werden (z. B. [\[Fur88\]](#), [\[Fur88b\]](#)).

Benachbarte Mangan-Ionen sind über eine Austauschwechselwirkung (Superaustausch) antiferromagnetisch gekoppelt. Die direkte Dipolwechselwirkung ist dagegen verschwindend gering (z. B. [\[Fur88b\]](#), [\[Hal09\]](#)). Aus dieser Kopplung ergibt sich das konzentrationsabhängige magnetische Verhalten. Für sehr stark verdünnte magnetische Halbleiter mit einer Mangan-Konzentration x_{Mn} von $x_{\text{Mn}} < 1\%$ ist im Mittel der interatomare Abstand benachbarter Mangan-Ionen so groß, dass es praktisch keine Wechselwirkung gibt. In dem Bereich von ungefähr $1\% < x_{\text{Mn}} < 20\%$ (temperaturabhängig), der bei dem hier benutzten System von Interesse ist, gewinnt diese antiferromagnetische Kopplung an Einfluss. Dennoch lässt sich das gesamte System als quasi-paramagnetisch beschreiben. Die Beschreibung wird über eine Brillouin-Funktion ermöglicht, hinzu kommen jedoch Parameter für die effektive Konzentration und effektive Spintemperatur [\[Gaj79\]](#). Der Parameter effektive Konzentration wird im Vergleich zu den originalen Parametern durch die antiferromagnetische Wechselwirkung reduziert und die effektive Spintemperatur dagegen erhöht.

Die Eigenschaften (elektrische, magnetische, optische etc.) des verdünnt magnetischen Halbleiters sind stark durch die $sp-d$ -Austauschwechselwirkung zwischen den lokalisierten Elektronen aus der d -Schale der Mangan-Ionen und den s - beziehungsweise p -Elektronen aus dem Leitungs- bzw. Valenzband bestimmt [\[Gaj78\]](#). Die $s-d$ -Hybridisierung der Wellenfunktionen ist aufgrund des energetischen und des Symmetrie-Unterschieds im Vergleich zur $p-d$ -Hybridisierung vernachlässigbar. Letztere bildet daher die Basis sowohl für die antiferromagnetische Kopplung der Mangan-Spins untereinander als auch die antiferromagnetische Kopplung mit den Spins des Valenzbandes (z. B. [\[Bha83\]](#), [\[Hal09\]](#)). Der direkte Austausch versucht über eine Minimierung der Coulomb-Energie die Spins der Ladungsträger aus dem Valenz- und Leitungsband und die Mn^{2+} -Spins parallel zueinander auszurichten und stellt daher eine ferromagnetische Kopplung dar. Es dominiert also für die Valenzbandelektronen eine antiferromagnetische und für die Leitungsbandelektronen eine ferromagnetische Kopplung an die Spins der Mangan-Ionen (z. B. [\[Bha83\]](#), [\[Hal09\]](#)). Diese $sp-d$ -Austauschwechselwirkung führt im Magnetfeld zur einer Aufhebung der Spinartung und wird daher in Analogie zum Zeeman-Effekt als „riesiger Zeeman-Effekt“ bezeichnet, da die Energieaufspaltung typischer Weise um 1–2

Größenordnungen erhöht ist. Daraus folgt auch ein um die gleiche Größenordnung erhöhter g -Faktor, der aus diesem Grunde auch *effektiver* g -Faktor bezeichnet wird, da es sich nicht um den *klassischen* Zeeman-Effekt handelt (z. B. [Cro97], [Aki98]).

Im Gegensatz zu den freien und den nicht strikt lokalisierten (z. B. Tunnelprozesse etc.) beziehungsweise den delokalisierten (Störstellenminibänder) Donator gebundenen Elektronenspins, handelt es sich bei den Mn^{2+} -Spinzuständen um ein streng räumlich lokalisiertes Spinsystem. Wenn im Rahmen dieser Arbeit von einer strengen oder strikten Lokalisierung gesprochen wird, ist damit die Lokalisierung auf atomarer Ebene gemeint. Natürlich sind auch die Donator gebundenen Elektronen in GaAs lokalisiert, nur ist deren räumliche Ausdehnung zum Beispiel im Vergleich zur Lokalisierung innerhalb der Mangan-Ionen um einige Größenordnungen erhöht (Bohr-Radius in GaAs zum Beispiel ungefähr 10 nm, das heißt ein Donator gebundenes Elektron „spürt“ circa 10^5 Kristallgitteratome, siehe Kapitel 4.3.3). Aufgrund der Abschirmung der anderen Elektronen in den äußeren Schalen und der allgemeinen starken Bindung der Schalelektronen an den Kern, ist dieses Mn^{2+} -Spinsystem quasi entkoppelt von dem Kristallgitter und somit nicht sonderlich sensitiv auf die für GaAs zuvor angesprochenen Effekte wie Verspannungen, Überschussenergien etc. Im Falle der Hybridsysteme eignen sich die Mn^{2+} -Spins hervorragend dazu, lokale Streufeldeffekte zu studieren, da aufgrund der strengen Lokalisierung jeder Mn^{2+} -Spin wie ein lokales Magnetometer wirkt.

7.1.2 Aufbau und Herstellung der Halbleiter-Ferromagnet-Hybridstruktur

Die Basis für den Probenaufbau ist eine (Zn, Cd, Mn)Se / ZnSe Heterostruktur. Der untersuchte verdünnte magnetische Halbleiter ist ein Quantenfilm mit einer Schichtdicke von 18 Einzellaugen (Zn, Cd, Mn) Se (circa 5 nm) und einer Mn^{2+} -Ionen-Konzentration von $x_{\text{Mn}} = 0,08$. Diese wurde mittels Molekularstrahlepitaxie (MBE) auf einem (001) GaAs-Substrat und einer 1 μm dicken ZnSe-Zwischenschicht (*“buffer”*) am Institut für Physik der Humboldt-Universität zu Berlin gewachsen. Die Zwischenschicht dient der Relaxation der Gitterfehlانpassung zwischen dem GaAs-Substrat und dem ZnSe von ungefähr 0,3 % [Hal09]. Zusätzlich wirkt sie als Barriere für den darüber liegenden Quantenfilm. Der Quantenfilm kann damit mit der Gitterkonstanten der relaxierten ZnSe-Schicht aufwachsen. Die ZnSe-Deckschicht mit einer Dicke von 25 nm bildet die Oberfläche der darauf mittels Elektronenstrahlolithographie aufgetragenen ferromagnetischen Co-Drähte. Der komplette Aufbau ist in [Abbildung 96](#) dargestellt.

Der vollständige Strukturierungsprozess verläuft ähnlich zu dem bereits in Kapitel 5.2 beschriebenen Prozess, muss jedoch auf die spezifischen Oberflächeneigenschaften angepasst werden. Dazu wurde der Halbleiter jeweils circa 120 s in siedendem Chloroform, Aceton und anschließend mit Ethanol gereinigt. Darauf folgte der finale Reinigungsschritt mittels Isopropanol auf einer Lackschleuder mit einer Umdrehungszahl von 800 U/min. Schließlich wurden die Proben auf einer Heizplatte für 5 min bei 160 °C ausgeheizt. Es folgte die Aufbringung einer verdünnten Lösung bestehend aus Chlorbenzol und einem 4 %-igen Festkörperanteil Polymethylmethacrylat (PMMA-Positivlack AR-P 671, 950 kg/mol, Firma Allresist). Diese Lösung wurde mit einer Umdrehungszahl von 6000 U/min auf die saubere Oberfläche aufgeschleudert und ergibt ungefähr eine Lackdicke von 200 nm. Danach erfolgte ein Ausbacken auf einer Heizplatte von ungefähr 120 s bei einer Temperatur von 160 °C. Im nächsten Schritt erfolgte die Belichtung im Rahmen der Elektronenstrahl-Lithographie. Dabei wurde in Schreibfeldern

von circa $150\text{ }\mu\text{m} \cdot 150\text{ }\mu\text{m}$ mittels eines beschleunigten Elektronenstrahls (REM) die erwünschten Strukturen seriell in den Lack geschrieben. In diesem Fall handelte es sich um Drahtfelder mit Drahtbreiten von $w = 480\text{ nm}$ und Drahtabständen von $a = 620\text{ nm}$.

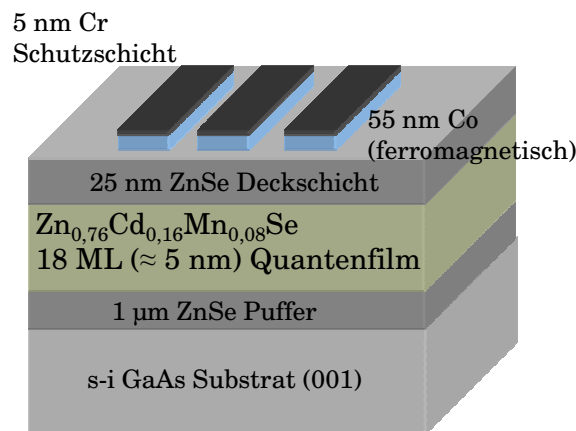


Abbildung 96: Ferromagnet-Heterostruktur-Hybridsystem auf Basis eines verdünnten magnetischen Halbleiters

Bei der Belichtung des Lackes werden die Bindungen der organischen Moleküle, die aus langen Ketten bestehen, aufgebrochen und es können anschließend die bestrahlten Bereiche entfernt werden. Zur Entfernung wurde einige Minuten lang ein Entwickler (AR 600-56, Firma Allresist) benutzt, der anschließend wieder mittels Isopropanol ausgewaschen wurde. Durch den Einsatz des “sputter”-Verfahrens, bei dem das aufzubringende Material durch Beschuss mit energiereichen Ionen in die Gasphase gebracht wird, wurde eine 55 nm dicke ferromagnetische Cobalt (Co) aufgebracht. Es folgte ein weiterer Prozess zur Aufbringung einer 5 nm dicken Schicht aus Chrom (Cr), um die Oxidationsprozesse zu verlangsamen. Der abschließende Prozess ist der sogenannte “lift-off”, bei dem alle Lackreste entfernt werden, insbesondere auch die Lackreste, auf denen Metall abgeschieden wurde. Dazu wird die Probe in dem Lösungsmittel 1-Methyl-2-Pyrrolidon auf eine Heizplatte einige Minuten lang auf ungefähr $80\text{ }^{\circ}\text{C}$ erhitzt. Zudem wird je nach Situation ein Wärme regulierendes Ultraschallbad zur Hilfe genommen, um speziell die kleinsten Lackreste zu entfernen und eine saubere Oberfläche auch zwischen den Strukturen zu gewährleisten. Die Strukturierung wurde am Lehrstuhl Werkstoffe der Elektrotechnik der Universität Duisburg-Essen durchgeführt.

Die bekannte Geometrie bezüglich der Laserstrahlausbreitung, der Richtung des externen Magnetfeldes und der Drähte, jeweils senkrecht zueinander, bleibt bestehen. Für das Lasersystem wird die Frequenzverdopplung benutzt (siehe Kapitel 3.1.2), um bei der energetischen Bandkante anzuregen, wobei eine Anregungswellenlänge von $\lambda_{\text{Las}} = 459,7\text{ nm}$ zum Einsatz kommt.

7.2 Spindynamik lokalisierter Mn^{2+} -Spins

7.2.1 Mn^{2+} -Spindynamik und Dephasierung in homogenen Magnetfeldern

Die linke Seite der [Abbildung 97](#) zeigt den Vergleich der kohärenten Spindynamik von drei unterschiedlichen Spinsystemen, freien Leitungsbandelektronen (GaAs), nicht räumlich streng lokalisierten Donator gebundenen Elektronen in GaAs und den räumlich strikt lokalisierten Spins der Mn^{2+} -Ionen. Die Messungen sind alle bei Tieftemperatur und resonanter Anregung durchgeführt worden. Auf den ersten Blick fallen sicherlich drei deutliche Unterschiede auf. Zum ersten ist der g -Faktor im Falle von Mn^{2+} deutlich erhöht, was in einer stark erhöhten Larmor-Präzessionsfrequenz resultiert. Zweitens ist die Spindephasierungszeit im Vergleich zur Elektronenspindephasierung in GaAs stark reduziert. So gilt typischer Weise für $T_{2,\text{Mn}^{2+}}^* < 0,5 \text{ ns}$, im Gegensatz zu den sehr langen Zeiten in GaAs (siehe Kapitel [4.3.1](#)). Als letzten wesentlichen Unterschied kann die Phase der Kerr-Oszillationen ausgemacht werden. Im Falle einer einkomponentigen Kurvenanpassung gilt:

$$\theta_K = \theta_{K,0} e^{-\frac{\Delta t}{T_2^*}} \cos(\omega_L \Delta t + \phi). \quad (7.1)$$

Im Vergleich zu GaAs, bei dem je nach Situation verschiedene Zeitkomponenten für die Evaluierung notwendig sind (siehe Kapitel [4.3.1](#)), lassen sich im CdZnMnSe aufgrund des stabilen Spinsystems auch hervorragende Übereinstimmungen (durchgezogene Linie) mit nur einer Komponente erzielen. Es ergeben sich jedoch klare Unterschiede bezüglich der Phase. So gilt für GaAs, unabhängig von den Elektronenzuständen: $\phi \cong 0$ bzw. $\phi \cong \pi$ (siehe Kapitel [4.3.1](#)). Das bedeutet, dass die zugrunde liegenden Schwingungen immer über eine Cosinus-Funktion gegeben sind. Im Gegensatz zu der kohärenten Mn^{2+} -Spindynamik, bei der die Schwingungen über eine Sinus-Funktion dargestellt werden, da für die Phase gilt: $\phi \cong \pi/2$. Insgesamt ergibt sich daher im Falle von nur einer Zeitkomponente:

$$\theta_{K,\text{GaAs}} \cong \theta_{K,\text{max,GaAs}} \cdot e^{-\frac{\Delta t}{T_{2,\text{GaAs}}^*}} \cdot \cos(\omega_{L,\text{GaAs}} \Delta t) \text{ bzw. } \theta_{K,\text{Mn}^{2+}} \cong \theta_{K,\text{max,Mn}^{2+}} \cdot e^{-\frac{\Delta t}{T_{2,\text{Mn}^{2+}}^*}} \cdot \sin(\omega_{L,\text{Mn}^{2+}} \Delta t). \quad (7.2)$$

Dieser Unterschied spiegelt den prinzipiellen Unterschied zwischen den beiden Prozessen, Elektronenspindynamik und die Spindynamik magnetischer Ionen wider (z. B. [\[Bau94b\]](#), [\[Cro96\]](#), [\[Cro97\]](#), [\[Aki98\]](#)). Schematisch sind die beiden Ausrichtungsprozesse in dem rechten Teil der [Abbildung 97](#) zu sehen. Bei GaAs (oben links) werden die Ladungsträgerspins parallel zum Pump-Laserstrahl ausgerichtet und präzedieren beide um das externe Magnetfeld, wobei aufgrund der kurzen Spindephasierungszeiten der Löcherspins, im Pikosekunden-Bereich, für längere Zeiten ausschließlich die Elektronenspinpräzessionen beobachtet werden können. In speziellen Systemen, wie zum Beispiel Quantenfilmen etc. sind die Löcherspins in der Ausrichtung nicht variabel und können daher nicht präzedieren.

Bei dem Mangansystem dagegen, richten sich zuerst die paramagnetischen Momente entlang des externen Magnetfelds aus (oben rechts). Werden nun optisch spinpolarisierte Ladungsträger erzeugt, so präzedieren die Elektronen mit sehr hoher Larmorfrequenz aufgrund eines hohen effektiven g -Faktors von $g_{\text{eff}} \approx 10^2$ (riesiger Zeemann-Effekt, induziert durch die $sp-d$ -Austauschwechselwirkung), wohingegen die Spins der schweren Löcher aufgrund der Eigen-

schaften eines Quantenfilms fixiert werden (unten links). Das Austauschfeld (effektive Magnetfeld) der Elektronen mittelt sich über die hohe Larmorfrequenz zu Null, während das entsprechende Austauschfeld (effektive Magnetfeld) der Löcherspins in der Richtung konstant ist. Die Relaxationszeit der Löcherspins ist ebenfalls im Pikosekunden-Bereich, so dass es aufgrund des zeitlich limitierten Austauschfeldes nur zu einem kurzen „Anstoßen“ der Mn^{2+} -Spins mit einer Auslenkung im Bereich eines halben Grads beziehungsweise zu einem kohärenten Spintransfer kommt [Cro97]. Die nun zum externen Magnetfeld senkrechte Komponente führt wieder insgesamt zu einer Präzession des Manganspinvektors um das externe magnetische Feld (unten rechts). Die Elektronenspinpräzessionen können aufgrund der Mangankonzentration von 8 % und der daraus resultierenden kurzen Spindephasierungszeit nicht aufgelöst werden [Sch06].

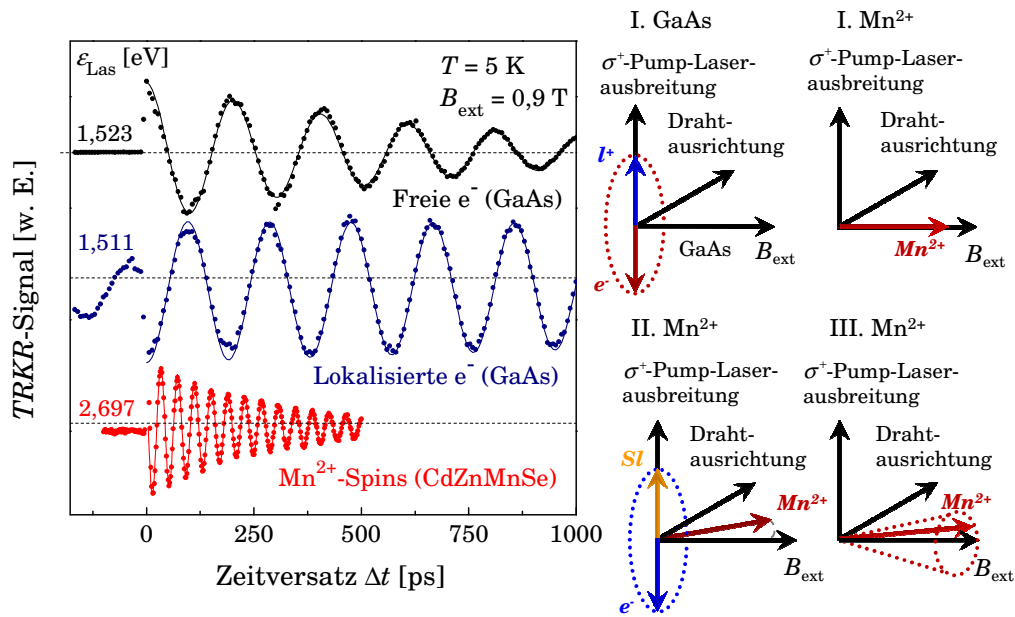


Abbildung 97: Links: Zeitaufgelöste Kerr-Rotationsmessungen freier und lokalisierter Elektronenspins (GaAs) im Vergleich zu Mn^{2+} -Spins in CdZnMnSe bei Tieftemperatur und externem Magnetfeld mit entsprechenden Kurvenanpassungen (Linien). Die Kreise deuten die unterschiedlichen Phasen am zeitlichen Nullpunkt an. Rechts: Schematische Darstellung der Spinausrichtung im Falle von GaAs (oben links) im Vergleich zur Ausrichtung der Mn^{2+} -Spins (oben rechts und unten). Beschreibung siehe Text.

In Analogie zu den Untersuchungen der Elektronenspindynamik in GaAs können nun an dieser Stelle die gleichen Methodiken zum Einsatz kommen. So ist natürlich eine genaue Evaluierung des g -Faktors von zentralem Interesse. Die zeitaufgelösten Kerr-Rotationsmessungen für verschiedene externe Magnetfelder bei Tieftemperatur und die mittels einer Kurvenanpassung evaluierten Larmorfrequenzen sind in [Abbildung 98](#) dargestellt. Die ungerade Größe der Magnetfelder und die variablen Schrittweiten resultieren aus der Tatsache, dass an dem Magneten der Strom eingestellt und die Größe des Magnetfelds gemessen wird. Hier wurde die Schrittweite jeweils um 1 A auf 12 A gesteigert. Aus einer linearen Kurvenanpassung der Präzessionsfrequenzen (rechts) kann ein gemessener g -Faktor von $g_{Mn^{2+},gem} = 2,00 \pm 0,01$ extrahiert werden.

Die $3d$ -Schale des Mangans ist mit genau 5 Elektronen zur Hälfte gefüllt, wobei diese 5 Elektronenspins entsprechend der Hund'schen Regel parallel ausgerichtet sind. Für den Gesamtspin ergibt sich somit: $S = 5/2$. Dies bedeutet allerdings für den gesamten Bahndrehim-

puls: $L = -2 - 1 + 0 + 1 + 2 = 0$. Es herrscht damit ein reiner Spinmagnetismus vor. Der Gesamtdrehimpuls ergibt sich dementsprechend zu: $J = 5/2$. Der g -Faktor von Mangan entspricht in guter Näherung dem atomaren Lande'schen g -Faktor von:

$$g_{\text{Mn}^{2+}, \text{atomar}} = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} = 2. \quad (7.3)$$

In der Literatur (z. B. [Cro97], [Aki98]) besitzt der folgende Wert für den g -Faktor von Mangan Gültigkeit: $g_{\text{Mn}^{2+}, \text{II-IV}} = 2,01$, wobei diese geringe Abweichung vom atomaren g -Faktor der Situation Rechnung trägt, das die Mangan-Spins nicht komplett frei sind sondern das Mangan in einer II-IV-Halbleitermatrix „eingebaut“ ist. Diese geringe Abweichung liegt innerhalb der gemessenen Abweichung und kann daher als konsistent mit der vorliegenden Messung gewertet werden.

Insgesamt ist also der g -Faktor des Mangans um fast einen Faktor von 5 größer als im Falle von GaAs und somit wird die Larmorfrequenz mit einer Erhöhung um den gleichen Faktor vergrößert. Die Larmorfrequenzen in Abhängigkeit von dem externen Magnetfeld ergeben sich ungefähr zu $\omega_{\text{L}, \text{Mn}^{2+}}(B_{\text{ext}}) \approx 176 \text{ GHz/T}$. Dieser g -Faktor, wie zuvor angedeutet, zeigt sich unabhängig von Variationen der Anregungswellenlänge, wie durch Messungen verifiziert wurde.

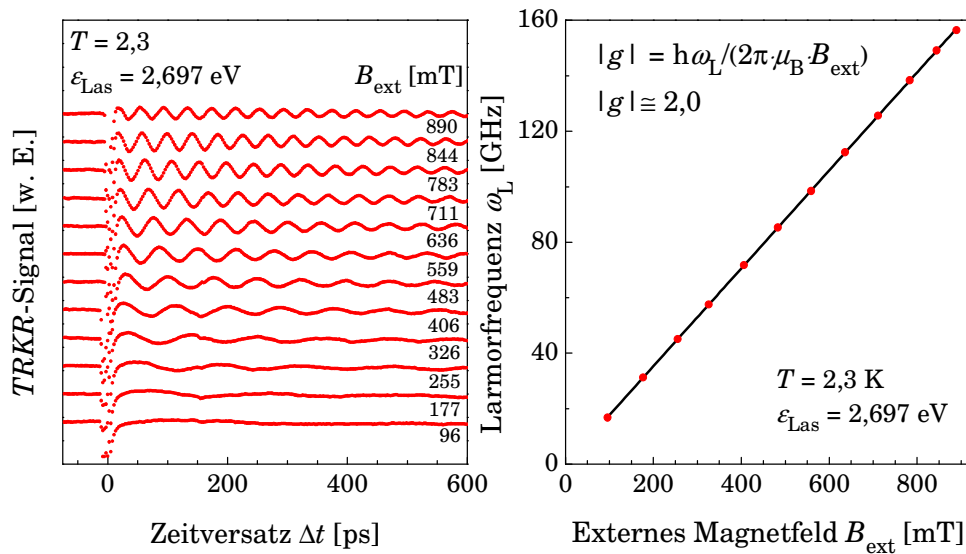


Abbildung 98: Links: Zeitaufgelöste Kerr-Rotationsmessungen an ZnCdMnSe bei Tieftemperatur und verschiedenen externen Magnetfeldern. Rechts: Dazugehörige evaluierte Larmorfrequenzen über das externe Magnetfeld mit einer linearen Anpassung.

In dem linken Teil der **Abbildung 99** ist die extrahierte anfängliche Kerr-Amplitude über das externe magnetische Feld aufgetragen. Während diese Größe bei GaAs keine Abhängigkeit zeigt, ergibt sich ein interessantes Bild bei der Mn²⁺-Spindynamik. Dort steigt die Amplitude zunächst mit einer Erhöhung des Magnetfeldes an, was darin begründet liegt, dass die Mn²⁺-Spins anfänglich ($B_{\text{ext}} = 0$) ohne bevorzugte Richtung vorliegen, da eine antiferromagnetische Kopplung vorliegt (z. B. [Fur88], [Fur88b], [Cro97]). Somit sorgt ein Anstieg des externen Magnetfeldes vorerst zu einer verstärkten Ausrichtung der Mn²⁺-Spins entlang dieses Feldes, was sich natürlich in einem größeren Signal, aufgrund der höheren Manganspinpopulation, auswirkt. Gleichzeitig sinkt aber auch die Spindephasierungszeit der Löcherspins mit dem Magnetfeld, so dass die Ausrichtung der Manganspins mittels des Austauschfeldes der Löcher mit stei-

gendem Feld ineffektiver wird [Cro96]. So kommt es zu der beobachteten Sättigung der Amplitude mit einem folgenden Abfall.

Auf der rechten Seite der [Abbildung 99](#) ist die Temperaturabhängigkeit der Spindephasierungszeit des Mn^{2+} -Spinsystems abgebildet. Bis auf die kleine Erhöhung bei ungefähr $T = 8$ K deutet sich ansonsten eine annähernd konstante und nicht temperaturabhängige Spindephasierungszeit von $T_{2,\text{Mn}^{2+}}^* \approx 0,3$ an. Für diese Erhöhung existiert aktuell keine physikalische Erklärung, so dass auch vor dem Hintergrund der größeren Streuung bei den Spindephasierungszeiten der Mangan-Ionen im Vergleich zum Beispiel mit GaAs kein signifikanter Effekt zu vermuten ist. Ebenso bleibt der g -Faktor konstant unter einer Temperaturerhöhung. Für Temperaturen von $T > 40$ K ist es nicht mehr möglich, die Mn^{2+} -Spindynamik aufzulösen.

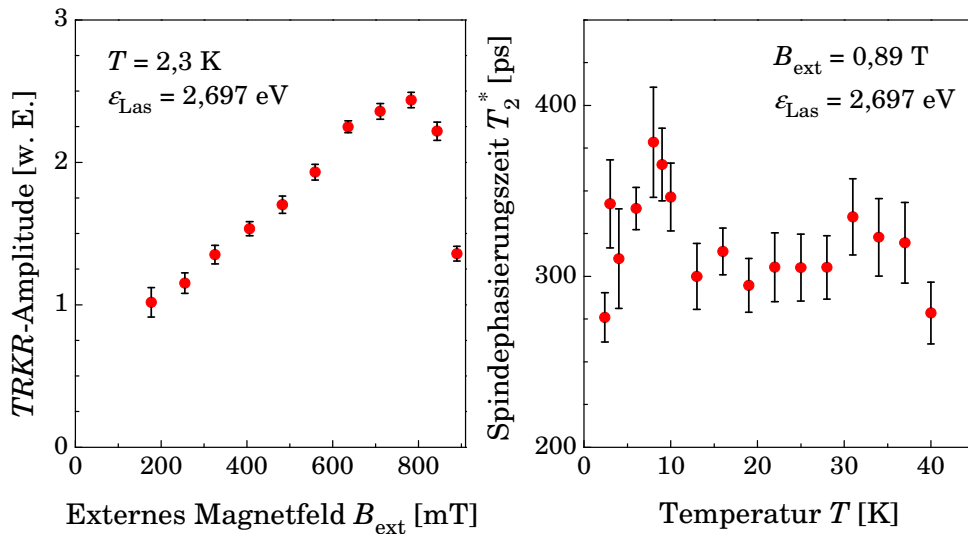


Abbildung 99: Links: Anfängliche Kerr-Amplitude über das externe Feld bei Tieftemperatur. Rechts: Spindephasierungszeiten über der Temperatur bei konstantem Magnetfeld.

7.2.2 Streufeldinduzierte Modifikation der kohärenten Spindynamik in Hybridsystemen

Im Folgenden wird nun wieder das Prinzip der ferromagnetischen Hybridstrukturen auf den verdünnt magnetischen Halbleiter als Grundsystem angewandt. Wiederum wird die Modifikation der Spindynamik mittels einer Referenzmessung, abseits der Ferromagnete, verdeutlicht. Die linke Seite der [Abbildung 100](#) zeigt die kohärente Mn^{2+} -Spindynamik auf und neben einer typischen Anordnung von Co-Drähten mit Dimensionen im Submikrometer-Bereich bei Tieftemperatur und resonanter Anregung. Analog zu der Situation bei den GaAs-Hybridsystemen ist ein ausgeprägter Versatz gegenüber der Referenz zu sehen, der jedoch deutlich größer ausfällt, da der g -Faktor und die daraus resultierende Larmorfrequenz des Mangans stark erhöht ist. Natürlich sind dann bei einem gleichen prozentualen Streufeldanteil die Differenzfrequenzen zwischen der Referenz und dem Hybridsystem wieder um den gleichen Faktor $g_{\text{Mn}^{2+}}/g_{\text{GaAs}}$ erhöht. Damit folgt eine auf der Skala der Zeitverzögerung deutlich schnellere gegensätzliche Projektion der Spinzustände (grau gestrichelt). Dementsprechend kann der Versatz innerhalb der Spindephasierungszeit sogar wieder den ursprünglichen Wert einnehmen: $\phi(\Delta t \approx 0,65 \text{ ns}) = 2\pi$, also eine komplette Oszillation mehr vollführen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde erstmals die Mani-

pulation kohärenter Mn^{2+} -Spinzustände mittels magnetischer Streufelder nachgewiesen ([Hal07], [Hoh10]).

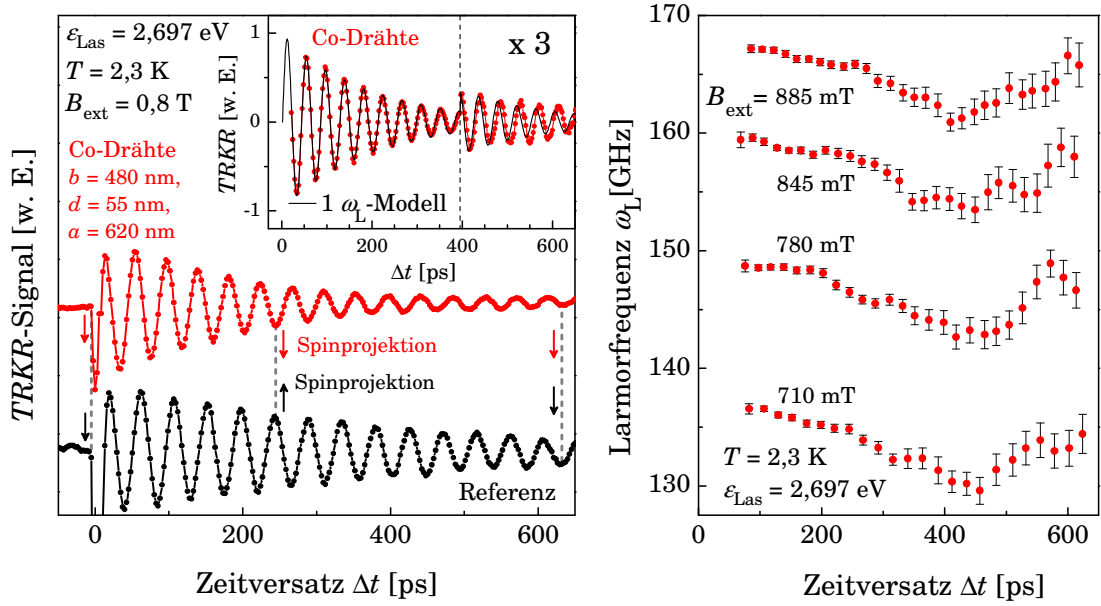


Abbildung 100: Links: Zeitaufgelöste Kerr-Rotationsmessungen auf und neben einer Co-Struktur mit externem Magnetfeld bei Tieftemperatur. Markante Spinprojektionen (grau gestrichelt). Einsatz: Vergrößerung der Messung auf dem Hybridsystem. Rechts: Evaluierter zeitabhängiger Larmorfrequenz gemittelt über jeweils drei benachbarte Oszillationen aufgetragen gegen den Zeitversatz bei verschiedenen externen Magnetfeldern.

Bei genauerer Betrachtung fällt jedoch auf, dass sich der Phasenversatz $\phi = \pi$ schon nach einer Verzögerungszeit von $\Delta t \approx 0,25 \text{ ns}$ einstellt, so dass bei einer gleichmäßig schnelleren Präzession der Mn^{2+} -Spins bei den Hybridstrukturen der Phasenversatz $\phi = 2\pi$ eigentlich nach spätestens $\Delta t \approx 0,50 \text{ ns}$ eintreten sollte. Diese signifikante Abweichung lässt daher vermuten, dass gilt: $\omega_L \neq \text{const}$. Im Detail ergibt sich, dass die gegenüber der Referenz erhöhte Larmorfrequenz auf der Skala der Verzögerungszeit verringert wird. Im Einsatz der Abbildung 100 ist eine Vergrößerung der Messkurven auf der Hybridstruktur abgebildet, deren Amplitude zudem ab $\Delta t \approx 0,40 \text{ ns}$ aus Gründen der besseren Darstellung nochmals um den Faktor 3 vergrößert wird. Im Vergleich zu der Kurvenanpassung, die mit einer konstanten Larmorfrequenz durchgeführt wird und die für kleine Verzögerungszeiten $\Delta t < 0,35 \text{ ns}$ eine hervorragende Übereinstimmung zeigt, weist die Anpassung besonders deutlich ab ungefähr $\Delta t > 0,45 \text{ ns}$ ein starkes Auseinanderlaufen der Mess- und Modellkurve auf. Offensichtlich ist die angenommene, am Anfang zutreffende Larmorfrequenz im Laufe zunehmender Verzögerungszeiten zu hoch angesetzt.

Um diesen Effekt genauer zu studieren werden im Folgenden Kurvenanpassungen für immer nur circa drei benachbarte Oszillationen durchgeführt, so dass effektiv die Larmorfrequenz von drei vollständigen Präzessionen gemittelt wird. Dies resultiert in einem ungefähren Zeitbereich von $\Delta t \approx 120 \text{ ps}$, der jeweils für die Kurvenanpassungen herangezogen wird. Dieses Zeitfenster wird mit einer Schrittweite von circa $\Delta t \approx 20 \text{ ps}$ durchgeföhren und es wird immer die Mitte des Zeitfensters als Verzögerungszeitwert für die gemittelte Larmorfrequenz benutzt. Der Verlauf dieser Evaluierung ist in Abbildung 100 wiedergegeben. Trotz der aufgrund der geringen Anzahl an ausgewerteten Oszillationen moderaten Fehlerbalken ist bei sämtlichen Messungen auf den Hybridstrukturen unabhängig von dem extern angelegten Magnetfeld immer ein

ähnlicher Verlauf zu beobachten. Dieser zeichnet sich durch eine immer deutlichere Reduzierung der Larmorfrequenz bis zu einem Minimum mit $\Delta\omega_{L,Mn^{2+}} \approx -5$ GHz bei $\Delta t \approx 400 - 500$ ps und einem darauf folgenden raschen Anstieg auf ungefähr das Anfangsniveau aus. Aufgrund dieser zeitabhängigen Larmorfrequenz auf Pikosekunden-Skala ist es natürlich nicht möglich vernünftige Übereinstimmungen zwischen dem Kurvenanpassungs-Modell mit einer *konstanten* Larmorfrequenz zu erhalten. Daher soll im Folgenden der strengen Lokalisierung der Mn²⁺-Spins Rechnung getragen werden, in dem die Lokalisierung mit in das Modell einfließt.

Der Grund, der hinter diesem Verhalten liegt, besteht darin, dass die lokalisierten Mn²⁺-Spins alle ein etwas anderes aber zeitlich konstantes Gesamtmagnetfeld aufgrund der Inhomogenität des zusätzlichen Streufeldes „spüren“. Dieses Feld ist allerdings von der Position des jeweiligen Mn²⁺-Spins zwischen den ferromagnetischen Drähten (grau) abhängig, wie auf der linken Seite der [Abbildung 101](#) dargestellt. Insgesamt besteht die Antwort des Spinensembles also aus einer Superposition von verschiedenen Präzessionen mit unterschiedlichen Larmorfrequenzen, wobei in Abhängigkeit der daraus resultierenden Frequenz-Verteilung unter anderem auch eine zeitlich nicht konstante Larmorfrequenz hervorgehen kann.

Um diese Situation mittels eines Modells abzubilden, werden einzelne lokalisierte und ungekoppelte Mn²⁺-Spins angenommen, die entsprechend ihrer Position um das Gesamtmagnetfeld, bestehend aus externem Magnetfeld und Streufeld, mit den Frequenzen $\omega_L(x_i)$ präzedieren. Aus Gründen der Vereinfachung wird eine homogene Magnetisierung und ein gleichförmiger Pump- und Probe-Laserstrahl angenommen. Aufgrund einer mittels energiedispersiven Röntgenspektroskopie (*“energy dispersive x-ray spectroscopy”* EDX) nachgewiesenen bekannten partiellen Oxidation der Co-Drähte werden die relative Magnetisierung $m_{rel} = M/M_{S,Co}$ mit $M_{S,Co}(T = 0 \text{ K}) = 1820 \text{ mT}/\mu_0$ [[Kef66](#)] und die Spindephasierungszeit $T_{2,f(\omega_L)}^*$ als einzige freien Parameter zur Kurvenanpassung benutzt. Diese Spindephasierungszeit beinhaltet neben dem Mechanismus der zusätzlichen Inhomogenität des Streufeldes auch sonst alle für ein Spinensemble relevanten Spinrelaxationsmechanismen. Die Antwort des Spinensembles wird damit also insgesamt wie folgt beschrieben:

$$\begin{aligned}\theta_K(\Delta t) &= \theta_{K,0} \exp\left(-\frac{\Delta t}{T_{2,f(\omega_L)}^*}\right) \cdot \sum_i \sin[\omega_L(x_i) \cdot \Delta t + \phi] \cos \alpha_i \quad \text{mit } \alpha_i \approx 0 \Rightarrow \\ \theta_K(\Delta t) &= \theta_{K,0} \exp\left(-\frac{\Delta t}{T_{2,f(\omega_L)}^*}\right) \cdot \int_{-\infty}^{\infty} f(\omega_L) \sin[\omega_L \Delta t + \phi] d\omega_L \quad \text{mit } \phi \approx 0 \Rightarrow \\ \theta_K(\Delta t) &= \sqrt{2\pi} \cdot \theta_{K,0} \exp\left(-\frac{\Delta t}{T_{2,f(\omega_L)}^*}\right) \cdot \text{Im}\{F[f(\omega_L)]\},\end{aligned}\tag{7.4}$$

wobei α_i der Winkel zwischen dem Gesamtmagnetfeld $B_{ges}(x_i)$ und dem externen Magnetfeld B_{ext} an der Position x_i entspricht und über die Geometrie des Messaufbaus (Projektion auf die Richtung des Probelerstrahls) mit $\cos(\alpha_i)$ einfließt. Da wie in Kapitel [5.3.1](#) gezeigt, in den meisten Fällen $B_{Streu,z} \ll (B_{Streu,x} + B_{ext})$ Gültigkeit besitzt ist die Näherung $\alpha_i \approx 0$ gerechtfertigt. Auch der auftretende Phasenversatz ist im Allgemeinen gering und kann in erster Näherung vernachlässigt werden, so dass im Ergebnis der Imaginärteil der fouriertransformierten Larmorfrequenzverteilung $F[f(\omega_L)]$ entscheidend ist, wobei die Summierung durch eine Integration ersetzt wird, da der interatomare Abstand der Mangan-Ionen klein ist, im Vergleich zu den Co-Drahtabständen. Eine quasikontinuierliche Larmorfrequenzverteilung kann daher über den Ort x zwischen den Ferromagneten wie folgt definiert werden:

$$f(\omega_L) = \text{const} \cdot \frac{dx}{d\omega_L} \text{ mit } \text{const}^{-1} = \int_{-\infty}^{\infty} f(\omega_L) d\omega_L, \quad (7.5)$$

wobei das für die untersuchte Struktur ausgerechnete Ergebnis in der Mitte der [Abbildung 101](#) dargestellt ist. Die beiden markanten Erhöhungen entstammen der Tatsache, dass an den Randbezirken der Ferromagneten und in der Mitte zwischen zwei Drähten gilt: $d\omega_L/dx \approx 0$.

Die mittlere Larmorfrequenz ist gegeben über:

$$\bar{\omega}_L = \int_{-\infty}^{\infty} [f(\omega_L) \cdot \omega_L] d\omega_L, \quad (7.6)$$

und liegt mit einem Wert von $\bar{\omega}_L = 148,22$ GHz zwischen den beiden Erhöhungen. Die relative Magnetisierung wird mit $m_{\text{rel}} = 0,54$ genau so angepasst, dass diese mittlere theoretische Larmorfrequenz $\bar{\omega}_L$ mit der experimentell ermittelten Larmorfrequenz, die mittels einer Kurvenanpassung mit *einer konstanten* Larmorfrequenz extrahiert wird, übereinstimmt. Letztere ist speziell für die ersten Schwingungen gültig.

Eine Kurvenanpassung an die experimentell gemessenen Daten mittels des Modells der Frequenzverteilungen ergibt eine gute Übereinstimmung, wie dem rechten Teil der [Abbildung 101](#) im Vergleich zu dem Einsatz aus [Abbildung 100](#) zu entnehmen ist. Auch der qualitative Verlauf der transienten Ensemble-Larmorfrequenzen können mit Hilfe dieses Modells rekonstruiert werden (siehe Einsatz). Für eine noch exaktere Übereinstimmung müssten eventuell noch die Ungleichmäßigkeit des Beleuchtungsprofils, die genaue Inhomogenität des Streufeldes über die exakten Drahtdimensionen und Abweichungen von der Quaderform und die Nahfeldbeugung in Betracht gezogen werden. Allgemein bestätigt sich jedoch, dass negative Streufeld-einflüsse von Gegenden, die durch die Ferromagnete abgeschattet werden (siehe z. B. [Abbildung 61](#)), keine entscheidende Rolle spielen, da diese zu großen qualitativen Unterschieden zwischen den experimentellen Daten und dem theoretischen Modell führen würden.

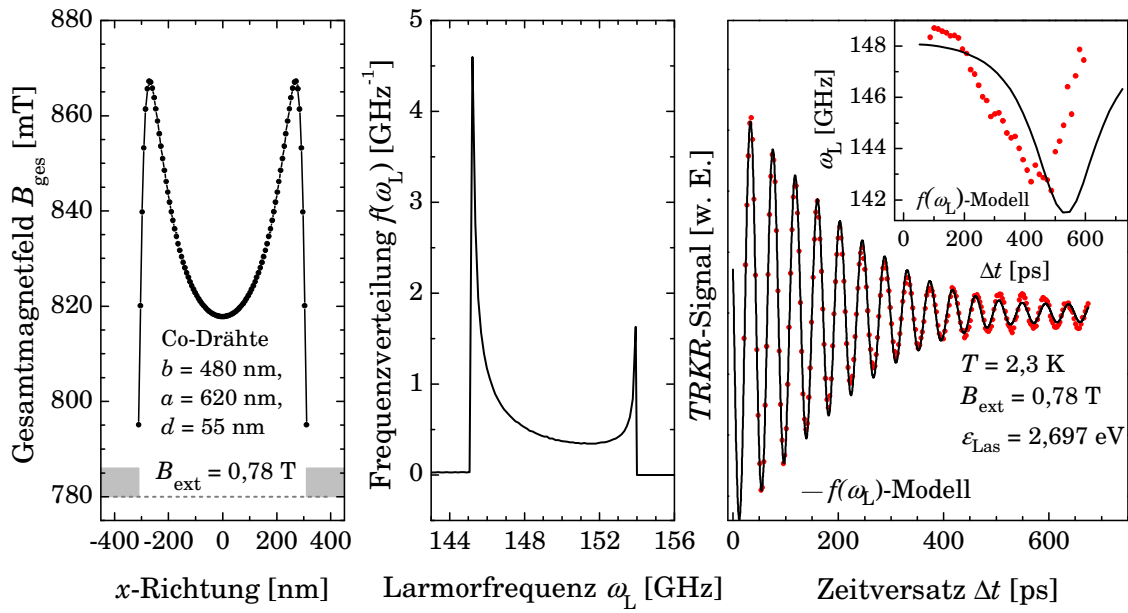


Abbildung 101: Links: Gesamtmagnetfeld (Addition des externen Feldes (gestrichelt) und des gesamten Streufeldes) zwischen zwei ferromagnetischen Co-Drähten (grau). Mitte: Aus dem Verlauf des Gesamtfeldes (links) resultierende Larmorfrequenzverteilung. Rechts: Zeitaufgelöste Kerr-Rotationsmessung der Mn^{2+} -Spindynamik (rote Punkte) und Kurvenanpassung mittels des Modells der Frequenzverteilungen (schwarze Linie). Einsatz: Experimentell evaluierter (rote Punkte) und theoretisch (schwarze Linie) erwarteter Verlauf der transienten Ensemble-Larmorfrequenz.

Sehr interessant ist eine weitere Untersuchung der Ursache dieser transienten Ensemble-Larmorfrequenz $\omega_L(\Delta t)$, denn diese Zeitabhängigkeit bedarf einer Asymmetrie in der Frequenz-Verteilung, wie sie zum Beispiel im Falle der inhomogenen Streufelder gegeben ist. In den typischen Verteilungen nach Gauß oder Lorentz dagegen liegt zwar auch eine Verteilung von Frequenzen vor, allerdings keine Asymmetrische, so dass dort eine zeitlich *invariante* Ensemble-Larmorfrequenz auftritt. Diese Aussage wird durch einen modellierten Vergleich der hier beobachteten streufeldinduzierten Frequenzverteilung $f(\omega_L)$ mit anderen typischen Verteilungen verifiziert. Dazu dient sowohl eine modellierte Gauß-Verteilung um die mittlere Larmorfrequenz $\bar{\omega}_L = 148,22 \text{ GHz}$ mit einer willkürlichen Standardabweichung von $\sigma_{\omega_L} \approx 3 \text{ GHz}$ als auch eine konstante Larmorfrequenz von $\omega_L = 148,22 \text{ GHz}$. So ist dem linken Einsatz der [Abbildung 102](#) direkt zu entnehmen, dass im Falle einer Gauß-Verteilung der einzelnen Frequenzen (symmetrisch) die Ensemble-Larmorfrequenz einen konstanten Wert einnimmt. Trivialer Weise gilt dies natürlich auch für den Fall nur einer einzigen vorkommenden Frequenz (1 ω_L -Modell). Dagegen tritt im Falle der asymmetrischen streufeldinduzierten Frequenzverteilung $f(\omega_L)$ der zuvor diskutierte zeitlich veränderliche Verlauf der Ensemble-Larmorfrequenz auf. Alle Frequenzverteilungen haben dagegen gemeinsam, dass sie zu einer Reduzierung der Spindephasierungszeit des Spinensembles führen, was den modellierten Kerr-Rotationskurven der [Abbildung 102](#) entnommen werden kann.

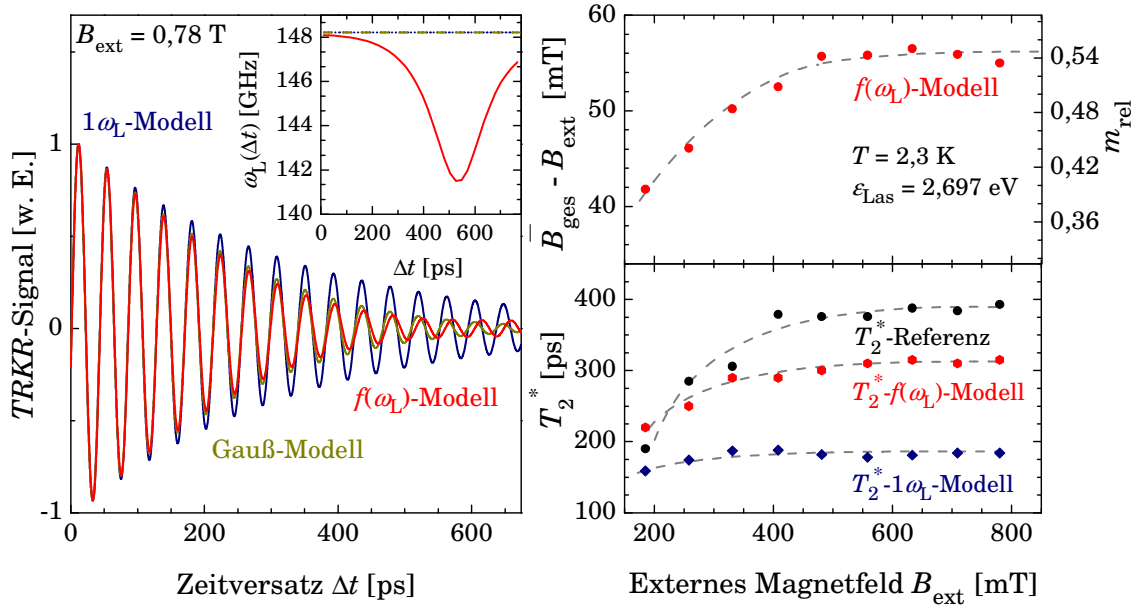


Abbildung 102: Links: Vergleich theoretischer zeitaufgelöster Kerr-Rotationen für den Fall einer invarianten Larmorfrequenz (blau), einer Frequenzverteilung nach Gauß (grün) und einer entsprechend des Modells für lokalisierte Spins in inhomogenen Streufeldern (rot). Einsatz: Theoretisch erwarteter Verlauf der transienten Larmorfrequenz für die drei Modelle. Rechts oben: Extrahiertes Streufeld über externem Magnetfeld mittels Kurvenanpassungen (Modell der Frequenzverteilungen). Rechts unten: Evaluierte Spindephasierungszeiten über externem Magnetfeld für die Referenz (schwarz) und die ferromagnetische Struktur extrahiert mittels den beiden Modellen Frequenzverteilungen (rot) und konstante Larmorfrequenz (blau).

Auf der rechten Seite der [Abbildung 102](#) sind die aus der Erhöhung der Larmorfrequenzen evaluierten Streufelder und der Verlauf der Spindephasierungszeiten über das externe Magnetfeld aufgetragen. Ersteres (oben) wird mittels von Kurvenanpassungen mit dem Modell der Frequenzverteilung $f(\omega_L)$ evaluiert und ergibt die Möglichkeit das Streufeld in Abhängigkeit des extern angelegten Feldes zu studieren. Im Gegensatz zu Permalloy, das weichmagnetischen Charakter besitzt (siehe Kapitel 5.4.2), handelt es sich bei Cobalt um einen Hartmagneten, der daher auch erst bei deutlich größeren Feldern $B_{\text{ext}} > 0,5 \text{ T}$ in die Sättigung geht und an dieser Stelle ein Streufeld von maximal $B_{\text{Streu}} \approx 56 \text{ mT}$ erzeugt. Für bezüglich der Dimensionen vergleichbare Strukturen bestehend aus Eisen mit einer Dicke von $d = 80 \text{ nm}$, einer Breite und Abstand von $a = b = 500 \text{ nm}$ ist mittels des magneto-optischen Kerr-Effekts (MOKE) ein ähnliches Verhalten beobachtet worden [\[Mei06\]](#). Die Sättigung bei einer relativen Magnetisierung von $m_{\text{rel}} \approx 0,54$ deutet darauf hin, dass die Drähte nicht ausschließlich aus ferromagnetischem Material bestehen, was wie zuvor schon angesprochen an der partiellen Oxidation des Materials liegt, wie mit Hilfe von EDX nachgewiesen werden konnte. Das hier generierte Streufeld führt zu einer beachtlichen Erhöhung der mittleren Larmorfrequenz von $\Delta\omega_L \approx 10 \text{ GHz}$, wodurch die auf kurzer Zeitskala deutlichen Phasenversätze erzeugt werden können (siehe [Abbildung 100](#)).

Die rechte untere Seite der [Abbildung 102](#) gibt die Magnetfeldabhängigkeiten der Spindephasierungszeiten wieder. Der rasche Anstieg der Spindephasierungszeit mit dem externen Magnetfeld abseits der ferromagnetischen Strukturen ist in der Literatur bekannt und ergibt ein Maximum bei ungefähr $B_{\text{ext}} \approx 1 \text{ T}$ und fällt danach wieder ab [\[Cro97\]](#). Eine Erklärung für diesen Effekt gibt es anscheinend bisher noch nicht. Interessanter jedoch ist die Situation auf

den ferromagnetischen Strukturen, denn dort würde sich im Falle des Modells einer konstanten Frequenz für alle Mangan-Spins zum Beispiel bei einem externen Magnetfeld von $B_{\text{ext}} = 780 \text{ mT}$ eine Spindephasierungszeit von $T_{2,1\omega_L}^* \approx 180 \text{ ps}$ ergeben, was einer deutlichen Reduzierung im Vergleich zur Referenzmessungen abseits der Strukturen von $T_{2,\text{Mn}^{2+}}^* \approx 390 \text{ ps}$ entspricht. Diese reduzierte Spindephasierungszeit beinhaltet nun aber die Effekte des Spinensembles, dass die Spins aufgrund unterschiedlicher Larmorfrequenzen auseinanderlaufen, was sich in einem scheinbaren Verlust der Spinkohärenz äußert. Wird jedoch das Modell der Frequenzverteilungen angewandt, so kann nachgewiesen werden, dass ein Großteil der scheinbaren Verringerung der Spindephasierungszeit gegenüber der Referenz dem Effekt der unterschiedlichen Larmorfrequenzen unterliegt und dass sich die eigentliche Spindephasierungszeit der einzelnen Spins innerhalb des Spinensembles eher zu $T_{2,f(\omega_L)}^* \approx 315 \text{ ps}$ ergibt. Dieser Effekt ist dementsprechend kein intrinsischer Spindephasierungsmechanismus und würde sich aus physikalischer Sicht umkehren lassen, wie es zum Beispiel bei Spin-Echo-Experimenten der Fall ist.

Der geringere beobachtete Anstieg beziehungsweise die fast konstante Spindephasierungszeit $T_{2,1\omega_L}^*$ in Bezug zu dem extern angelegten Magnetfeld bei dem Hybridsystem ist ein Hinweis, dass das stark mit dem externen Magnetfeld zunehmende Streufeld ([Abbildung 102](#) oben rechts) und die daraus resultierende lokale Inhomogenität effizient einen Anstieg der Spindephasierungszeit, wie diese im Fall der Referenzmessungen beobachtet wird, unterdrückt ([Abbildung 102](#) unten rechts). Diese Aussage wird durch die Tatsache untermauert, dass die Spindephasierungszeit $T_{2,f(\omega_L)}^*$ nach dem Modell der Frequenzverteilungen einen vergleichbaren Anstieg verzeichnet, wie bei den Referenzmessungen zu beobachten ist.

Der Grund, warum eine Abweichung zwischen der Spindephasierungszeit $T_{2,\text{Mn}^{2+}}^*$ abseits der Strukturen und der Modell basierenden Spindephasierungszeit $T_{2,f(\omega_L)}^*$ existiert, ist momentan noch nicht geklärt. Theoretisch könnte die komplette beobachtete Reduzierung der Spindephasierungszeit auf den Hybridstrukturen den lokal unterschiedlichen Larmorfrequenzen aufgrund des inhomogenen Streufeldes zugeschrieben werden. Ein Grund in dieser Differenz könnte die Annahme innerhalb des Modells sein, dass die Mn^{2+} -Spins nicht gekoppelt sind. Praktisch sind jedoch die Mn^{2+} -Spins nicht vollständig entkoppelt, sondern besitzen eine kurzreichweitige antiferromagnetische Kopplung (z. B. [\[Fur88\]](#), [\[Fur88b\]](#)). Diese Kopplung könnte die Dephasierung von benachbarten Mn^{2+} -Spins, die um leicht unterschiedliche Achsen mit gering verschiedenen Larmorfrequenzen präzedieren positiv verstärken, da die antiferromagnetische Kopplung eine entgegengesetzte Orientierung der beteiligten Spins fördert.

Zusammenfassend konnte also gezeigt werden, dass die Inhomogenität eines von nanostrukturierten Ferromagneten generierten magnetischen Streufeldes zu einer zeitlichen Variation der Ensemble-Präzessionsfrequenz und einer zusätzlichen Dephasierung des streng lokalisierten Mn^{2+} -Spinensembles führt. Dieser Einfluss inhomogener Streufelder auf lokalisierte Spins ist im Rahmen dieser Arbeit erstmals untersucht worden ([\[Hal08\]](#), [\[Hoh10\]](#)). An dieser Stelle soll zudem darauf hingewiesen werden, dass dieser Effekt nicht auf magnetische Streufelder und Mn^{2+} -Spins beschränkt ist. Vielmehr besitzt dieses Verhalten eine allgemeine Gültigkeit: Jede Inhomogenität innerhalb von magnetischen Feldern, von elektrischen Feldern in Verbindung mit der Spin-Bahn-Kopplung oder von g -Faktor-Verteilungen, die in einer asymmetrischen Frequenzverteilung resultiert, führt zu den gleichen Ergebnissen für lokalisierte Spinensembles, unabhängig von dem Material (Halbleiter, Ferromagnet etc.) oder dem System (Festkörper, Gase etc.).

Literaturverzeichnis

- [Ada96] S. Adachi, S. Takeyama, Y. Takagi, A. Tacheuchi, and S. Muto, Appl. Lett. **68**, 964 (1996).
- [Ade05] C. Adelman, X. Lou, J. Strand, C. J. Palmstrøm, and P. A. Crowell, Phys. Rev. B **71**, 121301(R) (2005).
- [Aki98] R. Akimoto, K. Ando, F. Sasaki, S. Kobayashi, and T. Tani, Phys. Rev. B **57**, 7208 (1998).
- [Ama08] S. Amasha, K. Maclean, I. P. Radu, D. M. Zumbühl, M. A. Kastner, M. P. Hanson, and A. C. Gossard, Phys. Rev. Lett. **100**, 046803 (2008).
- [And58] P. W. Anderson, Phys. Rev. **109**, 1492 (1958).
- [And59] V. V. Andreev, V. I. Gerasimenko, Sov. Phys. JETP **35**, 846 (1959).
- [Aro83] A. G. Aronov, G. E. Pikus, and A. N. Titov, Sov. Phys. JETP **57**, 680 (1983).
- [Ash76] N. W. Ashcroft and N. D. Mermin, *Solid State Physics*, 1st edition, Harcourt College Publishers, Fort Worth (1976).
- [Asp77] D. E. Aspnes and M. Cardona, Phys. Rev. B **15**, 726 (1977).
- [Asp83] D. E. Aspnes and A. A. Studna, Phys. Rev. B **27**, 985 (1983).
- [Aws85] D. D. Awschalom, J.-M. Halbout, S. von Molnar, T. Siegrist, and F. Holtzberg, Phys. Rev. Lett. **55**, 1128 (1985).
- [Aws00] D. D. Awschalom, and N. Samarth, J. Supercond. **13**, 201 (2000).
- [Aws02] D. D. Awschalom (Ed.), D. Loss (Ed.), and N. Samarth (Ed.), *Semiconductor Spintronics and Quantum Computation*, 1st edition, Springer Verlag, Berlin (2002).
- [Aws07] D. D. Awschalom and M. E. Flatte, Nature Physics **3**, 153 (2007).
- [Bar91] S. Bar-Ad and I. Bar-Joseph, Phys. Rev. Lett. **66**, 2491 (1991).
- [Bar92] S. Bar-Ad and I. Bar-Joseph, Phys. Rev. Lett. **68**, 349 (1992).
- [Bau94] J. J. Baumberg and D. D. Awschalom, Phys. Rev. Lett. **72**, 717 (1994).
- [Bau94b] J. J. Baumberg, S. A. Crooker, D. D. Awschalom, N. Samarth, H. Luo, and J. K. Furdyna, Phys. Rev. B **50**, 7689 (1994).
- [Bau04] G. E. W. Bauer, A. Brataas, Y. Tserkovnyak, B. I. Halperin, M. Zwierzycki, and P. J. Kelly, Phys. Rev. Lett. **92**, 126601 (2004).

- [Bes01] B. Beschoten, E. Johnston-Halperin, D. K. Young, M. Poggio, J. E. Grimaldi, S. Keller, S. P. DenBaars, U. K. Mishra, E. L. Hu, and D. D. Awschalom, *Phys. Rev. B* **63**, 121202(R) (2001).
- [Bha83] A. K. Bhattacharjee, G. Fishman, and B. Coqblin, *Physica B+C* **117-118**, Part 1, 449 (1983).
- [Bir75] G. L. Bir, A. G. Aronov, and G. E. Pikus, *Sov. Phys. JETP* **42**, 705 (1975).
- [Bla83] J. S. Blakemore, *J. Appl. Phys.* **53**, R123 (1983)
- [Blo46] F. Bloch, *Phys. Rev.* **70**, 460 (1946).
- [Bog80] P. Boguslawski, *Sol. Stat. Comm.* **33**, 389 (1980).
- [Bog00] T. F. Boggess, J. T. Olesberg, C. Yu, M. E. Flatte, and W. H. Lau, *Appl. Phys. Lett.* **77**, 1333 (2000).
- [Bra02] M. Brand, M. A., A. Malinowski, O. Z. Karimov, P. A. Marsden, R. T. Harley, A. J. Shields, D. Sanvitto, D. A. Ritchie, and M. Y. Simmons, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 236601 (2002).
- [Bro02] F. X. Bronold, I. Martin, A. Saxena, and D. L. Smith, *Phys. Rev. B* **66**, 233206 (2002).
- [Bro04] S. J. Brodsky, V. A. Franke, J. R. Hiller, G. McCartor, S. A. Paston, and E. V. Prokhvatilov, *Nucl. Phys. B* **703**, 333 (2004).
- [Bun93] A. R. Bungay, N. Kugler, and N. I. Zheludev, *Phys. Lett. A* **174**, 335 (1993).
- [Bun97] A. R. Bungay, S. V. Popov, I. R. Shatwell, and N. I. Zheludev, *Phys. Lett. A* **234**, 379 (1997).
- [Byc84] Y. A. Bychkov and E. I. Rashba, *JETP Lett.* **39**, 78 (1984).
- [Cam01] C. Camilleri, F. Teppe, D. Scalbert, Y. G. Semenov, M. Nawrocki, M. I. D'yakonov, J. Cibert, S. Tatarenko, and T. Wojtowicz, *Phys. Rev B* **64**, 085339 (2001).
- [Cas75] H. C. Casey Jr., D. D. Sell, and K. W. Wecht, *J. Appl. Phys.* **46**, 250 (1975).
- [Che76] J. R. Chelikowsky and M. L. Cohen, *Phys. Rev. B* **14**, 556 (1976).
- [Che05] Z. Chen, R. Bratschitsch, and S. T. Cundiff, *Opt. Lett.* **30**, 2320 (2005).
- [Che07] Z. Chen, S. G. Carter, R. Bratschitsch, P. Dawson, and S. T. Cundiff, *Nature Physics* **3**, 265 (2007).
- [Chy02] Y. Chye, M. E. White, E. Johnston-Halperin, B. D. Gerardot, D. D. Awschalom, and P. M. Petroff, *Phys. Rev. B* **66**, 201301(R) (2002).
- [Ciu02] C. Ciuti, J. P. McGuire, and L. J. Sham, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 156601 (2002).
- [Col02] J. S. Colton, T. A. Kennedy, A. S. Bracker, and D. Gammon, *Phys. Stat. Sol. (b)* **233**, 445 (2002).

- [Col03] J. S. Colton, T. A. Kennedy, A. S. Bracker, D. Gammon, and J. B. Miller, Phys. Rev. B **67**, 165315 (2003).
- [Col04] J. S. Colton, T. A. Kennedy, A. S. Bracker, and D. Gammon, Phys. Rev. B **69**, 121307(R) (2004).
- [Cro95] S. A. Crooker, D. D. Awschalom, and N. Samarth, IEEE J. Quant. Elect. **4**, 1077 (1995).
- [Cro96] S. A. Crooker, J. J. Baumberg, F. Flack, N. Samarth, and D. D. Awschalom, Phys. Rev. Lett. **77**, 2814 (1996).
- [Cro97] S. A. Crooker, D. D. Awschalom, J. J. Baumberg, F. Flack, and N. Samarth, Phys. Rev. B **56**, 7574 (1997).
- [Cro97b] P. A. Crowell, V. Nikitin, D. D. Awschalom, F. Flack, N. Samarth, and G. A. Prinz, J. Appl. Phys. **81**, 5441 (1997).
- [Cro04] S. A. Crooker, D. G. Rickel, A. V. Balatsky, and D. L. Smith, Nature **431**, 49 (2004).
- [Cro05] S. A. Crooker and D. L. Smith, Phys. Rev. Lett **94**, 236601 (2005).
- [Cro05b] S. A. Crooker, M. Furis, X. Lou, C. Adelmann, D. L. Smith, C. J. Palmstrom, and P. Crowell, Science **309**, 2191 (2005).
- [Cro07] S. A. Crooker, M. Furis, X. Lou, P. Crowell, D. L. Smith, C. Adelmann, and C. J. Palmstrom, J. Appl. Phys. **101**, 081716 (2007).
- [Dam01] I. D'Amico and G. Vignale, Europhys. Lett. **55**, 566 (2001).
- [Dam02] I. D'Amico and G. Vignale, Physica B **314**, 239 (2002).
- [Das90] S. Datta and B. Das, Appl. Phys. Lett. **56**, 665 (1990).
- [Del99] N. Del Fatti, P. Langot, R. Tommasi, and F. Vallee, Phys. Rev. B **59**, 4576 (1999).
- [Dem05] W. Demtröder, *Experimentalphysik Band 3, Atome, Moleküle und Festkörper*, 3. Auflage, Springer Verlag, Berlin (2005).
- [Döh04] S. Döhrmann, D. Hägele, J. Rudolph, M. Bichler, D. Schuh, and M. Oestreich, Phys. Rev. Lett. **93**, 147405 (2004).
- [Dre55] G. Dresselhaus, Phys. Rev. **100**, 580 (1955).
- [Dut81] P. Dutta and P. M. Horn, Rev. Mod. Phys. **53**, 497 (1981).
- [Dya08] M. I. D'yakonov, *Spin Physics in Semiconductors*, 1st edition, Springer Verlag, Berlin (2008).
- [Dya71] M. I. D'yakonov, and V. I. Perel', Sov. Phys. Solid State **13**, 3023 (1971).
- [Dya71b] M. I. D'yakonov, and V. I. Perel', Sov. Phys. JETP **33**, 1053 (1971).

- [Dzh02] R. I. Dzhioev, K. V. Kavokin, V. L. Korenev, M. V. Lazarev, B. Ya. Meltser, M. N. Stepanova, B. P. Zakharchenya, D. Gammon, and D. S. Katzer, Phys. Rev. B **66**, 245204 (2002).
- [Dzh02b] R. I. Dzhioev, V. L. Korenev, I. A. Merkulov, B. P. Zakharchenya, D. Gammon, Al. L. Efros, and D. S. Katzer, Phys. Rev. Lett. **88**, 256801 (2002).
- [Dzh04] R. I. Dzhioev, K. V. Kavokin, V. L. Korenev, M. V. Lazarev, N. K. Poletaev, B. P. Zakharchenya, E. A. Stinaff, D. Gammon, A. S. Bracker, and M. E. Ware, Phys. Rev. Lett. **93**, 216402 (2004).
- [Dzh07] R. I. Dzhioev and V. L. Korenev, Phys. Rev. Lett. **99**, 037401 (2007).
- [Ell54] R. J. Elliott, Phys. Rev. **96**, 266 (1954).
- [Elz04] J. M. Elzerman, R. Hanson, L. H. W. van Beveren, B. Witkamp, L. M. K. Vandersypen, and L. P. Kouwenhoven, Nature **430**, 431 (2004).
- [Eps02] R. J. Epstein, I. Malajovich, R. K. Kawakami, Y. Chye, M. Hanson, P. M. Petroff, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom, Phys. Rev. B **65**, 121202(R) (2002).
- [Eps03] R. J. Epstein, J. Stephans, M. Hanson, Y. Chye, A. C. Gossard, P. M. Petroff, and D. D. Awschalom, Phys. Rev. B **68**, 041305 (2003).
- [Erv06] O. M. J. van't Erve, G. Kioseoglou, A. T. Hanbicki, C. H. Li, and B. T. Jonker, Appl. Phys. Lett. **89**, 072505 (2006).
- [Far46] M. Faraday, Philos. Trans. R. Soc. London **5**, 592 (1846).
- [Fab99] J. Fabian, and S. Das Sarma, J. Vac. Sci. Technol. B **17**, 1708 (1999).
- [Feh59] G. Feher, Phys. Rev. **114**, 1219 (1959).
- [Fen07] D. H. Feng, I. A. Akimov, and F. Henneberger, Phys. Rev. Lett. **99**, 036604 (2007).
- [Fis77] G. Fishman, and G. Lampel, Phys. Rev. B **16**, 820 (1977).
- [Fla00] M. E. Flatte and J. M. Byers, Phys. Rev. Lett. **84**, 4220 (2000).
- [Fle80] L. Fleishman and P. W. Anderson, Phys. Rev. B **21**, 2366 (1980).
- [Fre92] J. Frey, R. Frey, and C. Flytzanis, Phys. Rev. B **45**, 4056 (1992).
- [Fuj02] T. Fuhisawa, D. G. Austing, Y. Tokura, Y. Hirayama, and S. Tarucha, Nature **419**, 278 (2002).
- [Fur88] J. K. Furdyna, J. Appl. Phys. **64**, R29 (1988).
- [Fur88b] J. K. Furdyna (Ed.) and J. Kossut (Ed.), *Semiconductors and Semimetals, Volume 25: Diluted Magnetic Semiconductors*, 1st edition, Academic, New York (1988).
- [Fur06] M. Furis, D. L. Smith, and S. A. Crooker, Appl. Phys. Lett. **89**, 102102 (2006).
- [Fur07] M. Furis, D. L. Smith, S. Kos, E. S. Garlid, K. S. M. Reedy, C. J. Palmstrom, P. A. Crowell, and S. A. Crooker, New J. Phys. **9**, 347 (2007).

- [Gab06] G. Gabrielse, D. Hanneke, B. D'Urso, and B. Odom, Phys. Rev. Lett. **96**, 030802 (2006).
- [Gaj78] J. A. Gaj, J. Ginter, and R. R. Galazka, Phys. Status Solidi B **89**, 655 (1978).
- [Gaj79] J. A. Gaj, R. Planel, and G. Fishman, Solid State Comm. **29**, 435 (1979).
- [Ger22] W. Gerlach, Zeitschrift der Physik **9**, 353 (1922).
- [Ger05] N. C. Gerhardt, S. Hövel, C. Brenner, M. R. Hofmann, F.-Y. Lo, D. Reuter, A. D. Wieck, E. Schuster, W. Keune, and K. Westerholt, Appl. Phys. Lett. **87**, 032502 (2005).
- [Ger07] I. Y. Gerlovin, Y. P. Efimov, Y. K. Dolgikh, S. A. Eliseev, V. V. Ovsyankin, V. V. Petrov, R. V. Cherbunin, I. V. Ignatiev, I. A. Yugova, L. V. Fokina, A. Greilich, D. R. Yakovlev, and M. Bayer, Phys. Rev. B **75**, 115330 (2007).
- [Gol04] V. N. Golovach, A. Khaetskii, and D. Loss, Phys. Rev. Lett. **93**, 016601 (2004).
- [Gor03] L. P. Gor'kov and P. L. Krotkov, Phys. Rev. B **67**, 033203 (2003).
- [Gho05] S. Ghosh, V. Sih, W. H. Lau, D. D. Awschalom, S.-Y. Bae, S. Wang, S. Vaidya, and G. Chapline, Appl. Phys. Lett. **86**, 232507 (2005).
- [Gho06] S. Ghosh, N. P. Stern, B. Maertz, D. D. Awschalom, G. Xiang, M. Zhu, and N. Samarth, Appl. Phys. Lett. **89**, 242116 (2006).
- [Gho08] S. Ghosh, D. W. Steuerman, B. Maertz, K. Ohtani, H. Xu, H. Ohno, and D. D. Awschalom, Appl. Phys. Lett. **92**, 162109 (2008).
- [Gre07] A. Greilich, A. Shabaev, D. R. Yakovlev, A. L. Efros, I. A. Yugova, D. Reuter, A. D. Wieck, and M. Bayer, Science **317**, 1896 (2007).
- [Gri92] E. Grilli, M. Guzzi, R. Zamboni, and L. Pavesi, Phys. Rev. B **45**, 1638 (1992).
- [Gru01] Th. Gruber, M. Keim, R. Fiederling, G. Reuscher, W. Ossau, G. Schmidt, L.W. Mollenkamp, and A. Waag, Appl. Phys. Lett. **78**, 1101 (2001).
- [Gup99] J. A. Gupta, D. D. Awschalom, X. Peng, and A. P. Alivisatos, Phys. Rev. B **59**, R10241 (1999).
- [Gup01] J. A. Gupta, R. Knobel, N. Samarth, and D. D. Awschalom, Science **292**, 2458 (2001).
- [Häg98] D. Hägele, M. Oestreich, W. W. Rühle, N. Nestle, and K. Eberl, Appl. Phys. Lett. **73**, 1580 (1998).
- [Hal03] K. C. Hall, W. H. Lau, K. Gündogdu, M. E. Flatte, and T. F. Boggess, Appl. Phys. Lett. **83**, 2937 (2003).
- [Hal05] K. C. Hall, K. Gündogdu, J. L. Hicks, A. N. Kocbay, M. E. Flatte, T. F. Boggess, K. Holabird, A. Hunter, D. H. Chow, and J. J. Zinck, Appl. Phys. Lett. **86**, 202114 (2005).

- [Hal06] K. C. Hall and M. E. Flatte, Appl. Phys. Lett **88**, 162503 (2006).
- [Hal06b] S. Halm, F. Seifert, T. Kümmell, G. Bacher, E. Schuster, W. Keune, J. Puls, and F. Henneberger, phys. stat. sol. (c) **3**, 1122 (2006).
- [Hal07] S. Halm, P. E. Hohage, E. Neshataeva, F. Seifert, T. Kümmell, E. Schuster, W. Keune, M. Sperl, Y-H. Fan, J. Puls, F. Henneberger, and G. Bacher, Phys. Stat. Sol. (a) **204**, 191 (2007).
- [Hal07b] S. Halm, G. Bacher, E. Schuster, W. Keune, M. Sperk, J. Puls, and F. Henneberger, Appl. Phys. Lett. **90**, 051916 (2007).
- [Hal08] S. Halm, P. E. Hohage, J. Nannen, G. Bacher, J. Puls, and F. Henneberger, Phys. Rev. B **77**, 121303(R) (2008).
- [Hal09] S. Halm, *Manipulation von Spinensembles in verdünnt-magnetischen Halbleitern*, 1. Auflage, Südwestdeutscher Verlag, Saarbrücken (2009).
- [Han02] A. T. Hanbicki, B. T. Jonker, G. Itskos, G. Kioseoglou, A. Petrou, Appl. Phys. Lett. **80**, 1240 (2002).
- [Har07] W. Harneit, C. Böhme, S. Schäfer, K. Hübner, K. Fostiropoulos, and K. Lips, Phys. Rev. Lett. **98**, 216601 (2007).
- [Hay51] J. R. Haynes and W. Shockley, Phys. Rev. **81**, 835 (1951).
- [Heb94] A. P. Heberle, W. W. Rühle, and K. Ploog, Phys. Rev. Lett. **72**, 3887 (1994).
- [Hei04] M. Heidkamp, *Spin-Coherence and –dephasing of Donor and Free Conduction Band Electrons across Metal-Insulator Transition in Si:GaAs*, Doktorarbeit, Hochschulbibliothek RWTH Aachen (online) (2004).
- [Her77] C. Hermann and C. Weisbuch, Phys. Rev. B **15**, 823 (1977).
- [Hil02] D. J. Hilton and C. L. Tang, Phys. Rev. Lett **89**, 146601 (2002).
- [Hir99] J. E. Hirsch, Phys. Rev. Lett. **83**, 1834 (1999).
- [Hoh06] P. E. Hohage, D. Reuter, A. D. Wieck, and G. Bacher, Appl. Phys. Lett. **89**, 231101 (2006).
- [Hoh06b] P. E. Hohage, F. Seifert, T. Kümmell, G. Bacher, D. Reuter, and A. D. Wieck, Phys. Stat. Sol. (c) **3**, 4346 (2006).
- [Hoh08] P. E. Hohage, J. Nannen, S. Halm, G. Bacher, M. Wahle, S. F. Fischer, U. Kunze, D. Reuter, and A. D. Wieck, Appl. Phys. Lett. **92**, 241920 (2008).
- [Hoh09] P. E. Hohage, J. Nannen, S. Halm, and G. Bacher, *Advances in Solid State Physics*, Haug, R. (Ed.), 1st edition, Springer Verlag Berlin / Heidelberg, Vol. **48**, 183-195 (2009).
- [Hoh10] P. E. Hohage, J. Nannen, S. Halm, J. Puls, F. Henneberger, and G. Bacher, J. Supercond. Nov. Magn. **23**, 135 (2010).

- [Hol05] M. Holub, J. Shin, S. Chakrabatri, and P. Bhattacharya, Appl. Phys. Lett. **87**, 091108 (2005).
- [Hop87] M. A. Hopkins, R. J. Nicholas, P. Pfeffer, W. Zawadzki, D. Gauthier, J. C. Portal, and M. A. Diforte-Poison, Semicond. Sci. Technol **2**, 568 (1987).
- [How85] M. J. Howes (Ed.) and D. V. Morgan (Ed.), *Gallium Arsenide: Materials, Devices, and Circuits*, 1st edition, John Wiley & Sons, Chichester (1985).
- [Hru06] M. Hruska, S. Kos, S. A. Crooker, A. Saxena, and D. L. Smith, Phys. Rev. B. **73**, 075306 (2006).
- [Hub63] J. Hubbard, Proc. R. Soc. Lond. A **276**, 238 (1963).
- [Hub64] J. Hubbard, Proc. R. Soc. Lond. A **277**, 237 (1964).
- [Hub64b] J. Hubbard, Proc. R. Soc. Lond. A **281**, 401 (1964).
- [Hu00] X. Hu, and S. Das Sarma, Phys. Rev. A **61**, 062301 (2000).
- [Hu02] X. Hu, R. de Sousa, and S. Das Sarma, *Foundations of Quantum Mechanics in the Light of New Technology*, Y. A. Ono and K. Fujikawa (Eds.), 1st edition, World Scientific, Singapore (2002).
- [Hu05] C. Y. Hu, K. Morita, H. Sanada, S. Matsuzaka, Y. Ohno, and H. Ohno, Phys. Rev. B **72**, 121203(R) (2005).
- [Hüb09] J. Hübner, S. Döhrmann, D. Hägele, and M. Oestreich, Phys. Rev. B **79**, 193307 (2009).
- [Ibr95] I. S. Ibrahim und F. M. Peeters, Phys. Rev. B **52**, 17321 (1995).
- [Ito09] T. Ito, W. Shichi, Y. Okami, M. Ichida, H. Gotoh, H. Kamada, and H. Ando, phys. Stat. sol. (c) **6**, 319 (2009).
- [Ivc73] E. L. Ivchenko, Sov. Phys. Solid State **15**, 1048 (1973).
- [Jac06] J. D. Jackson, *Klassische Elektrodynamik*, 4. Auflage, Gruyter Verlag, Berlin (2006).
- [Jag85] C. Jagannath and R. L. Aggarwal, Phys. Rev. **B** 32, 2243 (1985).
- [Jan05] J.-M. Jancu, R. Scholz. E. A. de Andrada e Silva, and G. C. La Rocca, Phys. Rev. B **72**, 193201 (2005).
- [Jia05] X. Jiang, R. Wang, R. M. Shelby, R. M. Macfarlane, S. R. Bank, J. S. Harris, and S. S. P. Parkin, Phys. Rev. Lett. **94**, 056601 (2005).
- [Jia05b] L. Jiang and M. W. Wu, Phys. Rev. B **72**, 033311 (2005).
- [Jia09] J. H. Jiang and M. W. Wu, Phys. Rev. B **79**, 125206 (2009).
- [Joh25] J. B. Johnson, Phys. Rev. **26**, 71 (1925).
- [Joh28] J. B. Johnson, Phys. Rev. **32**, 97 (1928).
- [Kai04] J. Kainz, U. Rössler, and R. Winkler, Phys. Rev. B **70**, 195322 (2004).

- [Kan56] E. O. Kane, J. Phys. Chem. Solids **1**, 82 (1956).
- [Kar03] O. Z. Karimov, G. H. John, R. T. Harley, W. H. Lau, M. E. Flatte, M. Henini, and R. Airey, Phys. Rev. Lett. **91**, 246601 (2003).
- [Kat03] Y. K. Kato, R. C. Myers, D. C. Driscoll, A. C. Gossard, J. Levy, and D. D. Awschalom, Science **299**, 1201 (2003).
- [Kat04] Y. K. Kato, R. C. Myers, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom, Nature **427**, 50 (2004).
- [Kat04b] Y. K. Kato, R. C. Myers, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom, Phys. Rev. Lett. **93**, 176601 (2004).
- [Kat04c] Y. K. Kato, R. C. Myers, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom, Science Express **1105514** (2004).
- [Kat04d] Y. K. Kato, R. C. Myers, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom, Science **306**, 1910 (2004).
- [Kat05] Y. K. Kato, R. C. Myers, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom, Appl. Phys. Lett. **86**, 162107 (2005).
- [Kat05b] Y. K. Kato, R. C. Myers, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom, Appl. Phys. Lett. **87**, 022503 (2005).
- [Kav01] K. V. Kavokin, Phys. Rev. B **64**, 075305 (2001).
- [Kav02] K. V. Kavokin, Phys. Stat. Sol. (a) **190**, 221 (2002).
- [Kav08] K. V. Kavokin, Semicond. Sci. Technol. **23**, 114009 (2008).
- [Kaw01] R. K. Kawakami, Y. Kato, M. Hanson, I. Malajovich, J. M. Stephens, E. Johnston-Halperin, G. Salis, A. C. Gossard and D. D. Awschalom, Science **294**, 131 (2001).
- [Kaw04] A. Kawaharazuka, M. Ramsteiner, J. Herfort, H.-P. Schönherr, H. Kostial, and K. H. Ploog, Appl. Phys. Lett. **85**, 3492 (2004).
- [Kef66] F. Keffer, *Handbuch der Physik*, edited by S. Flügge, Volume 18, Part 2, Springer-Verlag, Berlin (1966).
- [Ker77] J. Kerr, Phil. Mag. **3**, 399 (1877).
- [Kha02] A. V. Khaetskii, D. Loss, and L. Glazman, Phys. Rev. Lett. **88**, 186802 (2002).
- [Kha03] A. Khaetskii, D. Loss, and L. Glazman, Phys. Rev. B **67**, 195329 (2003).
- [Kik97] J. M. Kikkawa, I. P. Smorchkova, N. Samarth, and D. D. Awschalom, Science **277**, 1284 (1997).
- [Kik98] J. M. Kikkawa and D. D. Awschalom, Phys. Rev. Lett. **80**, 4313 (1998).
- [Kik99] J. M. Kikkawa, and D. D. Awschalom, Nature **397**, 139 (1999).
- [Kik00] J. M. Kikkawa and D. D. Awschalom, Science **287**, 473 (2000).

- [Kim00] A. V. Kimel, V. V. Pavlov, R. V. Pisarev, V. N. Gridnev, F. Bentivegna, and T. Rasing, Phys. Rev. B **62**, R10610 (2000).
- [Kim01] A. V. Kimel, F. Bentivegna, V. N. Gridnev, V. V. Pavlov, R. V. Pisarev, and T. Rasing, Phys. Rev. B **63**, 235201 (2001).
- [Kit96] C. Kittel, Introduction to Solid State Physics, 7th edition, John Wiley & Sons, New York (1996).
- [Kno06] H. Knotz, A. W. Holleitner, J. Stephens, R. C. Meyers, and D. D. Awschalom, Appl. Phys. Lett. **88**, 241918 (2006).
- [Kor08] V. L. Korenev, Semicond. Sci. Technol. **23**, 114012 (2008).
- [Kos01] J. Kossut, I. Yamakawa, A. Nakamura, G. Cywiński, K. Fronc, M. Czechtz, J. Wrobel, F. Kyrychenko, T. Wojtowicz, and S. Takeyama, Appl. Phys. Lett. **79**, 1789 (2001).
- [Kro04] M. Kroutvar, Y. Ducommun, D. Heiss, M. Bichler, D. Schuh, G. Abstreiter, and J. J. Finley, Nature **432**, 81 (2004).
- [Lai06] T. Lai, X. Liu, H. Xu, Z. Jiao, J. Wen, and W. Lin, Appl. Phys. Lett. **88**, 192106 (2006).
- [Lai07] T. Lai, L. Teng, Z. Jiao, H. Xu, and L. Lei, Appl. Phys. Lett. **91**, 062110 (2007).
- [Lam68] G. Lampel, Phys. Rev. Lett. **20**, 491 (1968).
- [Lan96] P. Langot, N. Del Fatti, D. Christofilos, R. Tommasi, and F. Valle, Phys. Rev. B **54**, 14487 (1996).
- [Las04] T. Last, S. Hacia, M. Wahle, S. F. Fischer, and U. Kunze, J. Appl. Phys. **96**, 6706 (2004).
- [Lau87] P. Lautenschlager, M. Garriga, S. Logothetidis, and M. Cardona, Phys. Rev. B **35**, 9174 (1987).
- [Lau01] W. H. Lau, J. T. Olesberg, and M. E. Flatte, Phys. Rev. B **64**, 161301 (2001).
- [Lau05] W. H. Lau and M. E. Flatte, Phys. Rev. B **72**, 161311(R) (2005).
- [Lau06] W. H. Lau, V. Sih, N. P. Stern, R. C. Myers, D. A. Buell, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom, Appl. Phys. Lett. **89**, 142104 (2006).
- [Lei94] A. Leitenstorfer, A. Lohner, K. Rick, P. Leisching, T. Elsaesser, T. Kuhn, F. Rossi, W. Stolz, and K. Ploog, Phys. Rev. B **49**, 16372 (1994).
- [Lei96] A. Leitenstorfer, C. Fürst, A. Laubereau, W. Kaiser, G. Tränkle, and G. Weimann, Phys. Rev. Lett. **76**, 1545 (1996).
- [Lit08] K. L. Litvinenko, L. Nikzda, C. R. Pidgeon, J. Allam, L. F. Cohen, T. Ashley, M. Emeny, W. Zawadzki, and B. N. Murdin, Phys. Rev. B **77**, 033204 (2008).

- [Lom05] L. Lombez, P.-F. Braun, H. Carrere, B. Urbaszek, P. Renucci, T. Amand, X. Marie, J. C. Harmand, and V. K. Kalevich, *Appl. Phys. Lett.* **87**, 252115 (2005).
- [Los98] D. Loss, and D. P. DiVincenzo, *Phys. Rev. A* **57**, 120 (1998).
- [Lou06] X. Lou, C. Adelmann, M. Furis, S. A. Crooker, C. J. Palmstrom, and P. A. Crowell, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 176603 (2006).
- [Lou07] X. Lou, C. Adelmann, S. A. Crooker, E. S. Garlid, J. Zhang, K. S. Madhukar Reddy, S. D. Flecner, C. J. Palmstrom, and P. A. Crowell, *Nature Physics* **3**, 197 (2007).
- [Lut55] J. M. Luttinger and W. Kohn, *Phys. Rev.* **97**, 869 (1955).
- [Mad03] O. Madelung, *Semiconductor Data Handbook*, 3rd edition, Springer Verlag, Berlin (2003).
- [Mal00] I. Malajovich, J. M. Kikkawa, D. D. Awschalom, J. J. Berry, and N. Samarth, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1015 (2000).
- [Mal00b] I. Malajovich, J. M. Kikkawa, D. D. Awschalom, J. J. Berry, and N. Samarth, *J. Appl. Phys.* **87**, 5073 (2000).
- [May91] H. Mayer and U. Rössler, *Phys. Rev. B* **44**, 9048 (1991).
- [Max65] J. C. Maxwell, *Philos. Trans. R. Soc. London* **155**, 459 (1865).
- [Mei84] F. Meier (Ed.) and B. P. Zakharchenya (Ed.), *Optical Orientation*, 1st edition, North-Holland, Amsterdam (1984).
- [Mei06] L. Meier, G. Salis, C. Ellenberger, K. Ensslin, and E. Gini, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 172501 (2006).
- [Mei06b] L. Meier, G. Salis, C. Ellenberger, E. Gini, and K. Ensslin, *Phys. Rev. B* **74**, 245318 (2006).
- [Mei07] L. Meier, G. Salis, N. Moll, C. Ellenberger, I. Shorubalko, U. Wahlen, K. Ensslin, and E. Gini, *Appl. Phys. Lett.* **91**, 162507 (2007).
- [Mei07b] L. Meier, G. Salis, I. Shorubalko, E. Gini, S. Schön, and K. Ensslin, *Nature Physics* **3**, 650 (2007).
- [Mer02] I. A. Merkulov, Al. L. Efros, and M. Rosen, *Phys. Rev. B* **65**, 205309 (2002).
- [Mot02] V. F. Motsnyi, J. de Boeck, J. Das, W. Van Roy, G. Borghs, E. Goovaerts, and V. I. Safarov, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 265 (2002).
- [Mue08] G. M. Müller, M. Römer, D. Schuh, W. Wegscheider, J. Hübner, and M. Oestreich, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 206601 (2008).
- [Mur06] A. Murayama and M. Sakuma, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 122504 (2006).
- [Mye08] R. C. Meyers, M. H. Mikkelsen, J.-M. Tang, A. C. Gossard, M. E. Flatte, and D. D. Awschalom, *Nature Materials* **7**, 203 (2008).

- [Nam76] S. B. Nam, D. C. Reynolds, C. W. Litton, R. J. Almassy, C. M. Wolfe, and T. C. Collins, Phys. Rev. B **13**, 761 (1976).
- [Nit97] J. Nitta, T. Akazaki, and H. Takayanagi, Phys. Rev. Lett. **78**, 1335 (1997).
- [Nyq28] H. Nyquist, Phys. Rev. **32**, 110 (1928).
- [Odo06] B. Odom, D. Hanneke, B. D'Urso, and G. Gabrielse, Phys. Rev. Lett. **97**, 030801 (2006).
- [Oer08] S. Oertel, J. Hübner, and M. Oestreich, Appl. Phys. Lett. **93**, 132112 (2008).
- [Oes95] M. Oestreich and W. W. Rühle, Phys. Rev. Lett. **74**, 2315 (1995).
- [Oes96] M. Oestreich, S. Hallstein, A. P. Heberle, K. Eberl, E. Bauser, and W. W. Rühle, Phys. Rev. B **53**, 7911 (1996).
- [Oes05] M. Oestreich, M. Römer, R. J. Haug, and D. Hägele, Phys. Rev. Lett. **95**, 216603 (2005).
- [Ohn99] Y. Ohno, Y. Terauchi, T. Adachi, F. Matsukura, and H. Ohno, Phys. Rev. Lett. **83**, 4196 (1999).
- [Ohn99b] Y. Ohno, D. K. Young, B. Beschoten, F. Matsukura, H. Ohno, and D. D. Awschalom, Nature **402**, 790 (1999).
- [Öst95] Th. Östreich, K. Schönhammer, and L. J. Sham, Phys. Rev. Lett. **75**, 2554 (1995).
- [Ota07] T. Ota, G. Yusa, N. Kumada, S. Miyashita, T. Fujisawa, and Y. Hirayama, Appl. Phys. Lett. **91**, 193101 (2007).
- [Ouy03] M. Ouyang and D. D. Awschalom, Science **310**, 1074 (2003).
- [Ouy03b] M. Ouyang and D. D. Awschalom, Science **310**, 580 (2003).
- [Ove53] A. W. Overhauser, Phys. Rev. **92**, 411 (1953).
- [Pac99] P. A. Packan, Science **285**, 2079 (1999).
- [Pag77] D. Paget, G. Lampel, B. Sapoval, and V. I. Safarov, Phys. Rev. B **15**, 5780 (1977).
- [Pal08] P. Palinginis and H. Wang, Phys. Rev. Lett. **92**, 037402 (2008).
- [Pas08] R. Paschotta, *Encyclopedia of Laser Physics and Technology*, 1st edition, Wiley-VCH, Berlin (2008).
- [Pav94] L. Pavesi and M. Guzzi, J. Appl. Phys. **75**, 4779 (1994).
- [Pel98] H. P. M. Pellemans, and P. C. M. Planken, Phys. Rev. B **57**, 4222 (1998).
- [Pet05] J. R. Petta, A. C. Johnson, J. M. Taylor, E. A. Laird, A. Yacoby, M. D. Lukin, C. M. Marcus, M. P. Hanson, and A. C. Gossard, Science **309**, 2180 (2005).
- [Pfe96] P. Pfeffer and W. Zawadzki, Phys. Rev. B **53**, 12813 (1996).
- [Pie76] D. T. Pierce and F. Meier, Phys. Rev. B **13**, 5484 (1976).

- [Pik71] G. E. Pikus, and G. L. Bir, Sov. Phys. JETP **33**, 108 (1971).
- [Pin55] D. Pines, and C. P. Slichter, Phys. Rev. **100**, 1014 (1955).
- [Pog03] M. Poggio, G. M. Steeves, R. C. Meyers, Y. Kato, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom, Phys. Rev. Lett. **91**, 207602 (2003).
- [Pog05] M. Poggio and D. D. Awschalom, Appl. Phys. Lett. **86**, 182103 (2005).
- [Pop94] S. V. Popov and N. I. Zheludev, Opt. Lett. **19**, 13 (1994).
- [Pre98] J. Preskill, Proc. R. Soc. London, Ser. A **454**, 385 (1998).
- [Pri90] G. A. Prinz, Science **250**, 1092 (1990).
- [Pri95] G. A. Prinz, Phys. Today **48**, 58 (1995).
- [Pri98] G. A. Prinz, Science **282**, 1660 (1998).
- [Put04] W. O. Putikka, and R. Joynt, Phys. Rev. B **70**, 113201 (2004).
- [Ram02] M. Ramsteiner, H. Y. Hao, A. Kawaharazuka, H. J. Zhu, M. Kästner, R. Hey, L. Däweritz, H. T. Grahn, and K. H. Ploog, Phys. Rev. B **66**, 081304 (2002).
- [Ras03] E. I. Rashba and Al. L. Efros, Phys. Rev. Lett. **91**, 126405 (2003).
- [Ras03b] E. I. Rashba and Al. L. Efros, Appl. Phys. Lett. **82**, 5295 (2003).
- [Red05] P. Redliński, T. Wojtowicz, T. G. Rappoport, A. Libál, J. K. Furdyna, and B. Jankó, Phys. Rev. B **72**, 085209 (2005).
- [Rei98] J. Reijnders und F. M. Peeters, Appl. Phys. Lett. **73**, 357 (1998).
- [Rid82] B. K. Ridley, *Quantum Processes in Semiconductors*, Clarendon Press, Oxford (1982).
- [Röm07] M. Römer, J. Hübner, and M. Oestreich, Rev. Sci. Instrum. **78**, 103903 (2007).
- [Röm10] M. Römer, H. Bernien, G. Müller, D. Schuh, J. Hübner, and M. Oestreich, Phys. Rev. B **81**, 075216 (2010).
- [Ros53] W. van Roosbroeck, Phys. Rev. **91**, 282 (1953).
- [Roy92] W. Van Roy, J. De Boeck, and G. Borghs, Appl. Phys. Lett. **61**, 3056 (1992).
- [Sal01] G. Salis, Y. Kato, K. Ensslin, D. C. Driscoll, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom, Nature **414**, 619 (2001).
- [Sal01b] G. Salis, D. D. Awschalom, Y. Ohno, and H. Ohno, Phys. Rev. B **64**, 195304 (2001).
- [Sal01c] G. Salis, D. T. Fuchs, J. M. Kikkawa, D. D. Awschalom, Y. Ohno, and H. Ohno, Phys. Rev. Lett. **86**, 2677 (2001).
- [Sal05] G. Salis, R. Wang, X. Jiang, R. M. Shelby, S. S. Parkin, S. R. Bank, and J. S. Harris, Appl. Phys. Lett. **87**, 262503 (2005).
- [Sal06] G. Salis and S. F. Alvarado, Phys. Rev. Lett. **96**, 177401 (2006).

- [Sam03] N. Samarth, S. H. Chun, K. C. Ku, S. J. Potashnik, and P. Schiffer, *Solid State Commun.* **127**, 173 (2003).
- [San01] J. S. Sandhu, A. P. Heberle, J. J. Baumberg, and J. R. A. Cleaver, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 2150 (2001).
- [San05] H. Sanada, S. Matsuzaka, K. Morita, C. Y. Hu, Y. Ohno, and H. Ohno, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 097601 (2005).
- [San06] H. Sanada, Y. Kondo, S. Matsuzaka, K. Morita, C. Y. Hu, Y. Ohno, and H. Ohno, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 067602 (2006).
- [Sch99] M. Schulz, *Nature* **399**, 729 (1999).
- [Sch03] J. Schliemann, J. C. Egues, and D. Loss, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 146801 (2003).
- [Sch04] H. Schömig, S. Halm, G. Bacher, A. Forchel, W. Kipferl, C. H. Back, J. Puls, and F. Henneberger, *J. Appl. Phys.* **95**, 7411 (2004).
- [Sch04b] H. Schömig, A. Forchel, S. Halm, G. Bacher, J. Puls, and F. Henneberger, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 2826 (2004).
- [Sch06] M. Scheibner, T. A. Kennedy, L. Worschech, A. Forchel, G. Bacher, and L. W. Molenkamp, *Phys. Rev. B* **73**, 081308(R) (2006).
- [Sch06b] H. C. Schneider, J.-P. Wüstenberg, O. Andreyev, K. Hiebner, L. Guo, J. Lange, L. Schreiber, B. Beschoten, M. Bauer, and M. Aeschlimann, *Phys. Rev. B* **73**, 081302(R) (2006).
- [Sch07] L. Schreiber, M. Heidkamp, T. Rohleder, B. Beschoten, and G. Güntherodt, *cond. mat.* 0706.1884 (2007).
- [Sch18] W. Schottky, *Annalen der Physik* **362**, 541 (1918).
- [Sch26] W. Schottky, *Phys. Rev.* 28, **74** (1926).
- [Sih04] V. Sih, W. H. Lau, R. C. Myers, A. C. Gossard, M. E. Flatte, and D. D. Awschalom, *Phys. Rev. B* **70**, 161313(R) (2004).
- [Sih05] V. Sih, R. C. Myers, Y. K. Kato, W. H. Lau, A. C. Gossard and D. D. Awschalom, *Nature Physics* **1**, 31 (2005).
- [Sih06] V. Sih, H. Knotz, J. Stephens, V. R. Horowitz, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom, *Phys. Rev. B* **73**, 241316R (2006).
- [Sih06b] V. Sih, W. H. Lau, R. C. Myers, V. R. Horowitz, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 096605 (2005).
- [Sih07] V. Sih and D. D. Awschalom, *J. Appl. Phys.* **101**, 081710 (2007).
- [Sil04] A. Y. Silov, P. A. Blajnov, J. H. Wolter, R. Hey, K. H. Ploog, and N. S. Averkiev, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 5929 (2004).

- [Sil04b] W. T. Silfvast, *Laser Fundamentals*, 2nd edition, Cambridge University Press, Cambridge (2004).
- [Sog01] T. Sogawa, P. V. Santos, S. K. Zhang, S. Eshlaghi, A. D. Wieck, and K. H. Ploog, Phys. Rev. Lett. **87**, 276601 (2001).
- [Son02] P. H. Song, and K. W. Kim, Phys. Rev. B **66**, 035207 (2002).
- [Ste21] O. Stern, Zeitschrift der Physik **7**, 249 (1921).
- [Ste03] J. Stephens, R. W. Kawakami, J. Berezovsky, M. Hanson, D. P. Shepherd, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom, Phys. Rev. B **68**, 041307(R) (2003).
- [Ste04] J. Stephens, J. Berezovsky, R. K. Kawakami, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom, Appl. Phys. Lett. **85**, 1184 (2004).
- [Ste04b] J. Stephens, J. Berezovsky, J. P. McGuire, L. J. Sham, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom, Phys. Rev. Lett. **93**, 097602 (2004).
- [Ste07] N. P. Stern, D. W. Steuerman, S. Mack, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom, Appl. Phys. Lett. **91**, 062109 (2007).
- [Ste08] N. P. Stern, D. W. Steuermann, S. Mack, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom, Nature Physics **1076**, 1 (2008).
- [Str03] J. Strand, A. F. Isakovic, X. Lou, P. A. Crowell, B. D. Schultz, and C. J. Palmstrom, Appl. Phys. Lett. **83**, 3335 (2003).
- [Str03b] J. Strand, B. D. Schultz, A. F. Isakovic, C. J. Palmstrom, and P. A. Crowell, Phys. Rev. Lett. **91**, 036602 (2003).
- [Str05] J. Strand, X. Lou, C. Adelmann, B. D. Schultz, A. F. Isakovic, C. J. Palmstrom, and P. A. Crowell, Phys. Rev. B **72**, 155308 (2005).
- [Stu62] M. D. Sturge, Phys. Rev. **127**, 768 (1962).
- [Sze68] S. M. Sze, J. Irvin, Sol. State El. **11**, 599 (1968).
- [Tac90] A. Tackeuchi, S. Muto, T. Inata, and T. Fuji, Appl. Phys. Lett. **56**, 2213 (1990).
- [Tac95] A. Tackeuchi, Y. Nishikawa, and O. Wada, Appl. Phys. Lett. **68**, 797 (1995).
- [Tes08] C. Testelin, B. Eble, F. Bernardot, G. Karczewski, and M. Chamarro, Phys. Rev. B **77**, 235306 (2008).
- [Thu75] C. D. Thurmond, J. Electrochem. Soc. **122**, 1133 (1975).
- [Tok06] Y. Tokura, W. G. van der Wiel, T. Obata, and S. Tarucha, Phys. Rev. Lett. **96**, 047202 (2006).
- [Tom07] N. Tombros, C. Jozsa, M. Popinciuc, H. T. Jonkman, and B. J. van Wees, Nature **448**, 571 (2007).
- [Tor56] H. C. Torrey, Phys. Rev. **104**, 563 (1956).

- [Var67] Y. P. Varshni, *Physica (Utrecht)* **34**, 149 (1967).
- [Vin84] L. Vina, S. Logothetidis, and M. Cardona, *Phys. Rev. B* **30**, 1979 (1984).
- [Vin96] L. Vina, L. Munoz, E. Perez, J. Fernandez-Rossier, C. Tejedor, and K. Ploog, *Phys. Rev. B* **54**, R8317 (1996).
- [Vog83] P. Vogl, *J. Phys. Chem. Solids* **44**, 365 (1983).
- [Vur01] I. Vurgaftman, J. R. Meyer, and L. R. Ram-Mohan, *J. Appl. Phys.* **89**, 5815 (2001).
- [Web05] C. P. Weber, N. Gedik, J. E. Moore, J. Orenstein, J. Stephens, and D. D. Awschalom, *Nature* **437**, 1330 (2005).
- [Wei77] C. Weisbuch and C. Hermann, *Phys. Rev. B* **15**, 816 (1977).
- [Wie84] A. D. Wieck, E. Batke, D. Heitmann, J. P. Kotthaus, and E. Bangert, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 493 (1984).
- [Win04] R. Winkler und M. Oestreich, *Physik Journal* **3**, 39 (2004).
- [Wol01] S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman, J. M. Daughton, S. von Molnar, M. L. Roukes, A. Y. Chtchelkanova, and D. M. Treger, *Science* **294**, 1488 (2001).
- [Wro04] J. Wrobel, T. Dietl, A. Lusakowski, G. Grabecki, K. Fronc, R. Hey, K. H. Ploog, and H. Shtrikman, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 246601 (2004).
- [Yaf63] Y. Yafet, F. Seitz (Ed.), and D. Turnbull (Ed.), *Solid State Physics*, 1st edition, Vol. 14, Academic, New York (1963).
- [Yan93] Z. J. Yang and M. R. Scheinfein, *J. Appl. Phys.* **74**, 6810 (1993).
- [Yan93b] M. J. Yang, R. J. Wagner, B. V. Shanabrook, J. R. Waterman, and W. J. Moore, *Phys. Rev. B* **47**, 6807 (1993).
- [You96] C.-Y. You and S.-C. Shin, *Appl. Phys. Lett.* **69**, 1315 (1996).
- [You98] C.-Y. You and S.-C. Shin, *J. Appl. Phys.* **84**, 541 (1998).
- [You02] D. K. Young, E. Johnston-Halperin, D. D. Awschalom, Y. Ohno, and H. Ohno, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 1598 (2002).
- [Yu05] Z. G. Yu, S. Krishnamurthy, M. van Schilfgaarde, and N. Newman *Phys. Rev. B* **71**, 245312 (2005).
- [Zak90] J. Zak, E. R. Moog, C. Liu, and S. D. Bader, *J. Appl. Phys.* **68**, 4203 (1990).
- [Zak90b] J. Zak, E. R. Moog, C. Liu, and S. D. Bader, *J. Magn. Mater.* **89**, 107 (1990).
- [Zaw71] W. Zawadzki and W. Szymanska, *Phys. Stat. Sol. (b)* **45**, 415 (1971).
- [Zaw08] W. Zawadzki, P. Pfeffer, R. Bratschitsch, Z. Chen, S. T. Cundiff, B. N. Murdin, and C. R. Pidgeon, *Phys. Rev. B* **78**, 245203 (2008).
- [Zer88] K. Zerrouiti, F. Fabre, G. Bacquet, J. Bandet, J. Frandon, G. Lampel, and D. Paget, *Phys. Rev.* **37**, 1334 (1988).

- [Zhe94] N. I. Zheludev, M. A. Brummell, A. Malinowski, S. V. Popov, R. T. Harley, Solid State Comm. **89**, 823 (1994).
- [Zhu01] H. J. Zhu, M. Ramsteiner, H. Kostial, M. Wassermeier, H.-P. Schönherr, and K. H. Ploog, Phys. Rev. Lett. **87**, 016601 (2001).
- [Zin05] A. F. Zinovieva, A. V. Nenashev, and A. V. Dvurechenskii, Phys. Rev. B **71**, 033310 (2005).
- [Zut04] I. Zutic, J. Fabian, and S. D. Sarma, Rev. Mod. Phys. **76**, 323 (2004).

Danksagung

Wenn mehrere Jahre an einem Lehrstuhl verbracht werden, um eine wissenschaftliche Arbeit anzufertigen, so tragen viele Menschen mit unterschiedlichen Anteilen an dem Erfolg einer solchen Arbeit bei. Daher möchte ich meinen herzlichen Dank an die folgenden Personen und Institutionen aussprechen:

- In erster Linie natürlich dem Lehrstuhlinhaber, Prof. Dr. G. Bacher, der mir neben der Auswahl dieses interessanten Themas vor allem auch die Räumlichkeiten (Büro und Labor) und weitere Infrastruktur des Lehrstuhls Werkstoffe der Elektrotechnik zur Verfügung gestellt hat, um diese Experimente durchführen zu können. Zudem danke ich für die Betreuung der Arbeit. Nicht zuletzt bin ich auch für die finanzielle Unterstützung sowohl für die Forschungsarbeit und Laboreinrichtungen als auch im privaten Bereich in Form einer Anstellung dankbar.
- Prof. Dr. F. J. Tegude vom Lehrstuhl der Halbleitertechnik / Halbleitertechnologie für die Übernahme des Korreferats.
- Prof. Dr. A. D. Wieck und Dr. D. Reuter vom Lehrstuhl für Angewandte Festkörperphysik der Ruhr-Universität Bochum für die vielen hervorragenden GaAs-Heteroschichtstrukturen.
- Prof. Dr. Saskia Fischer und Dr. Markus Wahle vom Lehrstuhl für Werkstoffe und Nanoelektronik der Ruhr-Universität Bochum für die Strukturierung der Spintransportstrukturen und der Permalloy-Strukturen.
- Prof. F. Henneberger und Dr. J. Puls vom Institut für Physik der Humboldt-Universität zu Berlin für die Herstellung der verdünnt magnetischen Heterostrukturen.
- Dr. C. Hassel aus der Experimentalphysik, AG Prof. Dr. M. Farle, für die EDX-Messungen.
- Dem SFB 491 und der DFG sowohl für finanzielle als auch kooperative Unterstützung und den regen Gedankenaustausch während vielfältiger Veranstaltungen. Speziell gilt hier auch einen Dank an den SFB-Sprecher Prof. Dr. Dr. h.c. H. Zabel des Lehrstuhls für Festkörperphysik der Ruhr-Universität Bochum für den enormen Organisationsaufwand.
- Allen Arbeitskollegen für diese interessante Zeit speziell dem „Optik-Zimmer“: Ekaterina Neshataeva und Dr. L. Schneider für die vielen fachlichen und nichtfachlichen Gespräche und jegliche Unterstützung. Jörg Nannen für die gute Zusammenarbeit während und nach seiner Diplomarbeit und den gemeinsamen Messungen. Dr. S. Halm für die PL-Messungen, den regen Gedankenaustausch und die gemeinsamen Stunden im Labor und auf Konferenzen.
- Den „Technologen“, speziell Yuansen Chen für die Strukturierung und die REM-Messungen, Robert Arians für die PL-Messungen, Dr. T. Kümmell und Frank Seifert für die Herstellung von ferromagnetischen Strukturen und Jie Huang.
- Der „RKM-Gruppe“: Dr.-Ing. A. Lochthofen für die RKM Aufnahmen, Daniel Sager, Sasa Vinaji und Dr.-Ing. W. Mertin.

- Den technischen und Regierungsangestellten Horst Watzel, Helmut Lebeau, Udo Rau, Nicole Stracke und Ingeborg Schäl für die Unterstützung alltäglicher Aufgaben.
- Den Studienarbeitern Dulce Gonçalves und Jan Förster für die gute Zusammenarbeit.
- Bei dem ganzen Lehrstuhl möchte ich mich besonders für die schöne Zeit in Duisburg bedanken. Aus vielen Kollegen sind echte Freunde geworden, die mich während entscheidender Meilensteine im Leben begleitet haben, seien es die Vielzahl an gemeinsam gefeierten Hochzeiten oder der erste Nachwuchs, die Aufgaben als Trauzeugen etc. Auch neben der Arbeit haben wir viel erlebt und so drehte sich die Welt auch außerhalb der Spins. Ich behalte diese Zeit in schöner Erinnerung.
- Meiner Frau Barbara schlicht und einfach für alles. Ohne ihre Liebe, ihr Verständnis und die enorme Entlastung zuhause, wäre diese Arbeit nicht vorstellbar gewesen. Bei meinen Kindern für das hoffentlich vorhandene Verständnis, viel zu viele Abende auf ihren Vater verzichtet haben zu müssen.
- Meinen Eltern, meinem Bruder Rouven und meinen Großeltern für jegliche denkbare Unterstützung, die mir gewährt wurde.